ORSAY
n° d'ordre: 2987

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3ÈME CYCLE

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS

PAR

M. NGHIEM PHU ANH PHI

SUJET : DÉCHARGE CRÉÉE PAR UNE ONDE DE SURFACE : INHOMOGÉNÉITE AXIALE ET PROPAGATION DE L'ONDE

SOUTENUE LE 8 MAI 1981 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM: J.L. DELCROIX PRÉSIDENT
G. BRET
H. DOUCET
M. FOURRIER
PH. LEPRINCE

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

PRÉSENTÉE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3ÈME CYCLE

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS

PAR

M. NGHIEM PHU ANH PHI

SUJET : DÉCHARGE CRÉÉE PAR UNE ONDE DE SURFACE :
INHOMOGÉNÉITE AXIALE ET PROPAGATION DE L'ONDE

SOUTENUE LE 8 MAI 1981 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM: J.L. DELCROIX PRÉSIDENT
G. BRET
H. DOUCET
M. FOURRIER
PH. LEPRINCE

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur J.L. DELCROIX qui m'a admis dans son Laboratoire où j'ai pu m'initier à la Physique des Plasmas. Je le remercie aussi d'avoir accepté d'être le Président du Jury de ma thèse. Je remercie également tous les membres du Jury, Messieurs G. BRET, H. DOUCET, M. FOURRIER et Ph. LEPRINCE qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir juger ce travail. Je remercie aussi Monsieur W.P. ALLIS des discussions fructueuses que j'ai eues avec lui.

Je tiens tout particulièrement à remercier Monsieur Ph. LEPRINCE, Responsable Scientifique de ma thèse, dont les conseils quotidiens m'ont d'une part beaucoup aidé à réaliser ce travail, et d'autre part donné une formation très appréciable de la recherche scientifique.

Je remercie vivement Monsieur E. BLOYET qui m'a aidé avec beaucoup de patience à réaliser les montages expérimentaux grâce à ses larges connaissances en hyperfréquence.

J'exprime aussi mes remerciements à Monsieur J.MAREC qui a bien voulu lire le manuscrit de ma thèse; sa connaissance du sujet traité combinée à son esprit pédagogique ont beaucoup contribué à l'amélioration du texte final.

Il me reste à remercier tout le personnel administratif qui m'a aidé avec beaucoup de gentillesse dans le tirage de la thèse

L'accueil chaleureux que m'a réservé toute l'équipe dirigée par Monsieur Ph. LEPRINCE m'a permis de travailler dans une ambiance très agréable. La réalisation de cette thèse a été très bénéfique pour moi sur le double point de vue des connaissances scientifiques et du travail d'équipe.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547318_0018

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1 - DECHARGE CREEE PAR UNE ONDE PROGRESSIVE .. 7

1.1. HYPOTHESES ET EQUATIONS DE DEPART 7

1.2. CONSEQUENCES - EXEMPLES 8

CHAPITRE 2 - LE MODE A SYMETRIE AZIMUTALE (m = 0) 17

2.1. PRINCIPE DU CALCUL ($\nu << \omega$) 17

2.1.1. Hypothèses 17

2.1.2. Equations de départ 18

2.1.3. Structures étudiées 19

2.2. CARACTERISATION DE LA PROPAGATION ($\nu << \omega$) 20

2.2.1. Equation de dispersion 20

2.2.2. Flux de puissance - Energies moyennes 24

2.2.3. Vitesses de phase et de groupe 26

2.2.4. Puissance absorbée et atténuation suivant z 26

2.3. RESULTATS NUMERIQUES ($\nu << \omega$) 27

2.3.1. Courbe de dispersion - Courbe de phase 28

a) Structure à deux milieux 28

b) Structure à trois milieux 32

2.3.2. Champs électromagnétiques - Energies 37

a) Structure à deux milieux 37

b) Structure à trois milieux 44

2.3.3. Vitesses de phase et de groupe - Atténuation ... 48

2.4. INFLUENCE DES COLLISIONS 56

2.4.1. Principe du calcul 56

2.4.2. Phase β et atténuation α 58

2.4.3. Pénétration des champs 65

2.5. CONCLUSION 66

CHAPITRE 3 - ETUDE LONGITUDINALE (mode m = 0).....69

3.1. ROLE DE LA PUISSANCE INCIDENTE.....69

3.2. PRINCIPE DU CALCUL.....70

3.3. METHODE DE CALCUL.....73

3.4. LA DENSITE ELECTRONIQUE SUIVANT z.....75

3.5. LES CARACTERISTIQUES DE L'ONDE SUIVANT z.....87

3.5.1. La puissance incidente et l'atténuation.....87

3.5.2. Les énergies.....88

3.5.3. Les vitesses de groupe et de phase.....88

3.5.4. Les champs.....88

3.6. CONCLUSION.....91

CHAPITRE 4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX.....93

4.1. PRINCIPE DES MESURES LONGITUDINALES.....93

4.1.1. La ligne de mesure.....93

4.1.2. Mesure de la densité électronique.....94

4.1.3. Mesure de l'atténuation α.....99

4.2. PROPAGATION D'ONDE DE SURFACE DANS UN PLASMA INHOMOGENE.....100

4.2.1. But et méthode.....100

4.2.2. Appareillage.....104

4.2.3. Résultats : α en fonction de n.....104

4.3. DECHARGE CREEE PAR UNE ONDE PROGRESSIVE.....110

4.3.1. Appareillage - Etude du couplage.....110

4.3.2. Densité électronique n suivant z.....114

4.3.3. Puissance suivant z.....118

4.4. CONCLUSION.....124

CONCLUSION.....127

REFERENCES.....129

INTRODUCTION

Les plasmas créés par un champ de haute fréquence ont été étudiés depuis plus de 30 ans. Ils présentent de nombreux avantages : bonne stabilité, peu de pollution du gaz due à l'absence d'électrodes en contact avec le plasma, possibilité de travailler avec de nombreux gaz ou mélanges de gaz. En conséquence ils ont été très utilisés pour de nombreuses études dans les domaines de la spectroscopie atomique ou moléculaire, de la chimie, etc... Diverses recherches tant théoriques qu'expérimentales ont été faites sur ce sujet.

Les conditions de claquage par un champ H.F. sont bien connues. A.D.Mac Donald a fait une synthèse des résultats dans divers gaz [1][2]. Par contre les conditions de couplage de l'énergie H.F. sont beaucoup plus complexes à étudier étant donnés les nombreux types de décharge H.F. que l'on peut réaliser [3]. Ces études supposent la connaissance à la fois de la répartition de l'énergie H.F. dans la structure d'excitation et des conditions d'équilibre énergétique de la décharge.

Les décharges microondes (f > 100 MHz) mises au point jusqu'à ces dernières années utilisent presque toujours une cavité résonnante. Dans ce cas, la densité électronique est sensiblement proportionnelle à la puissance absorbée [4]. Le plasma peut être créé :

- soit sur une résonance de la cavité [5][6] : la distribution de l'énergie est décrite par celle obtenue dans la cavité sans plasma, ce dernier étant considéré comme une perturbation pour le système résonnant.

- soit sur des résonances propres du plasma limité : la fréquence plasma ($f_p = 9\,000 \sqrt{n_e}$ où n_e est la densité d'électrons par cm^3)

est directement proportionnelle à la fréquence d'excitation. Le niveau de fluctuation peut être très faible [7] mais il existe diverses causes d'instabilité [8][9].

Cependant, pour avoir des colonnes de plasma de plusieurs dizaines de centimètres de long, avec une densité très grande (pouvant atteindre jusqu'à 1000 fois la densité critique n_c, où n_c est définie par l'expression (2.44)), on a été amené plus récemment à réaliser des décharges sur un mode propre du plasma. On peut ainsi ioniser un plus grand volume de gaz et dans une gamme de pressions plus large qu'avec une cavité.

Ces modes propres qui peuvent se propager le long d'une colonne de plasma ont fait l'objet de nombreuses études. On est ici en présence de la propagation d'ondes de surface (le champ électromagnétique est maximum à la paroi du tube de plasma). Les principaux résultats concernant la propagation de telles ondes dans les plasmas (colonnes positives par exemple) sont déjà connus depuis longtemps, mais ils sont surtout limités au cas quasi-statique (vitesse de phase << vitesse de la lumière dans le vide), en présence ou non d'un champ magnétique [10] à [13]. La figure 1 donne les courbes de dispersion des deux premiers modes, le mode à symétrie azimutale et le mode dipolaire, respectivement m = 0 et m = 1 (où m est le nombre d'onde azimutal). On voit qu'une fréquence très inférieure à la fréquence plasma f_p peut se propager.

En excitant un mode propre du plasma il est possible de créer une colonne de plasma : ceci a été réalisé tant avec le mode m = 1 [14],[15] qu'avec le mode m = 0 [16],[17]. La compréhension de ce nouveau type de décharge, "décharge créée par une onde progressive", suppose les études suivantes :

* Couplage de l'énergie, c'est-à-dire le transfert de l'énergie microonde à la décharge ; pour exciter un mode plasma les chercheurs ont utilisé la propriété de la colonne de plasma de pouvoir propager elle-même une onde. Ils ont placé le tube de décharge dans une structure propagative comme un guide d'onde

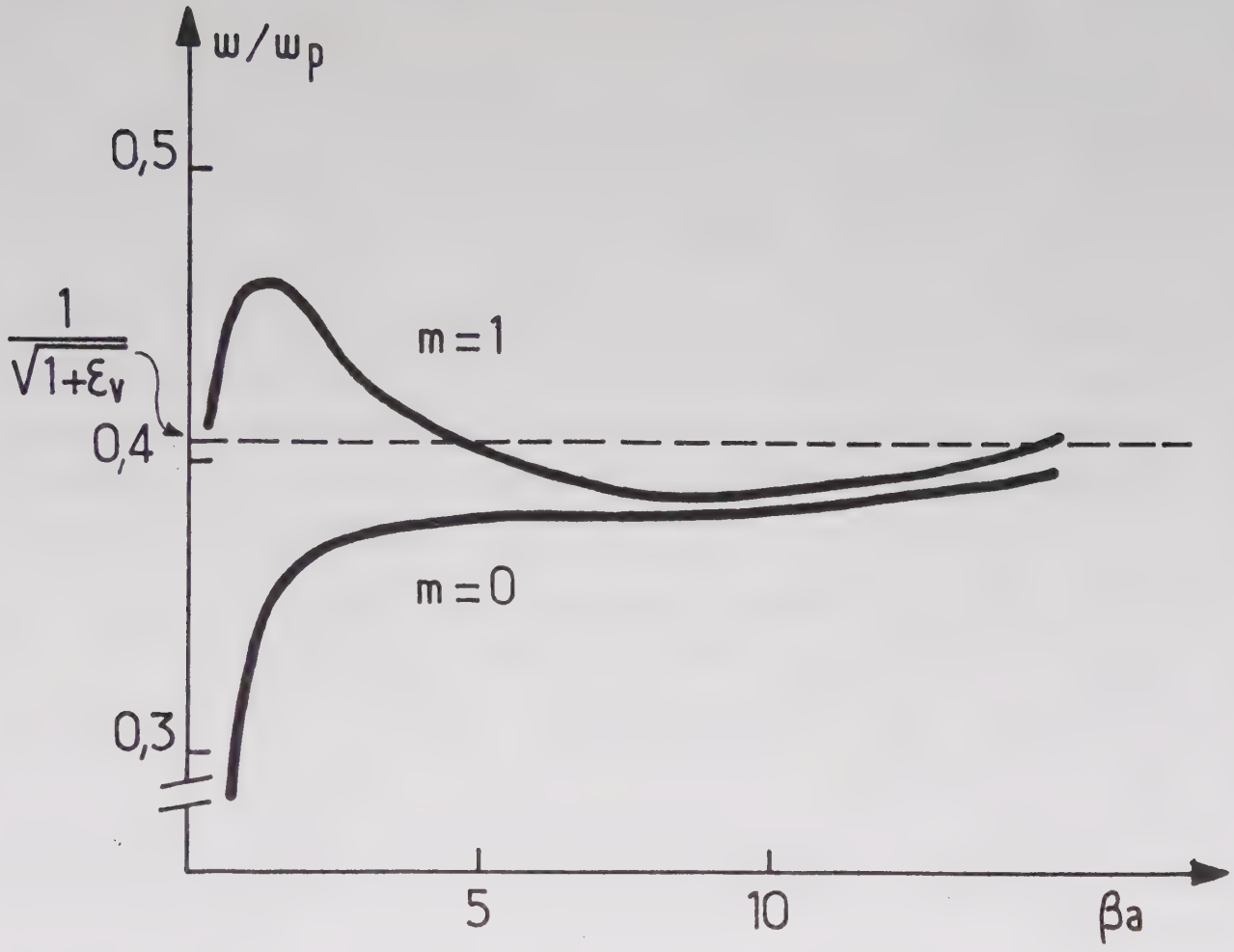


FIGURE 1 - Courbe de dispersion [3] du mode à symétrie axiale et du mode dipolaire pour une colonne de plasma entourée de verre (rayon intérieur a = 10 mm, extérieur b = 12 mm; constante diélectrique $\varepsilon_v = 5$) - $\frac{\omega_p}{c} = 1$.

[15], une structure interdigitale [8],[9], une cavité réentrante [16]. Ou bien ils ont utilisé un "surfatron" ou un "surfaguide" [18],[19] à l'aide desquels l'énergie est couplée à un bout de la colonne de gaz et se propage le long de cette colonne si les conditions sont correctes.

* L'ionisation du gaz par une onde qui ne peut se propager qu'en présence de plasma ; la présence d'un front d'ionisation se propageant à des vitesses très faibles devant la vitesse de groupe de l'onde a été mise en évidence, grâce à des expériences de décharge créée par une impulsion d'onde [20],[21].

* Les caractéristiques de la décharge obtenue en fonction de divers paramètres. Pour pouvoir les connaître il faut tenir compte des conditions de propagation de l'onde et du transfert d'énergie sur les divers composants de la décharge (électrons, atomes excités, molécules, etc...).

Notre objectif est d'essayer de donner un modèle simple décrivant ce type de décharge créée par onde progressive et en particulier de déterminer le profil longitudinal de la densité électronique ainsi que les conditions de propagation le long de la colonne de plasma. Pour mieux comprendre tous les processus physiques entrant en jeu dans de telles décharges, nous étudierons en détail au chapitre 2 la propagation d'un des modes : le mode à symétrie azimutale m = 0. Dans le cas d'un plasma créé par une onde de fréquence fixée f, il est à noter que ce n'est pas la courbe de dispersion [$\frac{f}{f_p}$ (f_p = constante) en fonction de $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ où λ est la longueur d'onde)] mais la courbe de phase [$\frac{f}{f_p}$ (f = constante) en fonction de β] qui sera le plus souvent utilisée. A chaque point de la courbe de phase correspond un état de l'onde et du plasma : distribution de l'énergie, du champ électromagnétique, etc... Nous nous efforcerons de dégager l'influence des principaux paramètres sur la propagation : rayon du plasma, épaisseur des diélectriques, fréquence de l'onde, densité électronique, présence ou non d'un guide métallique, etc... Cette étude paramétrée se fera principalement dans le cas fai-

blement collisionnel, c'est-à-dire que les collisions seront considérées seulement comme une perturbation. Nous ne regarderons l'influence des collisions d'une façon rigoureuse que sur les principales caractéristiques de l'onde, vu la longueur des calculs avec les fonctions de Bessel à arguments complexes.

Au chapitre 3 nous donnerons les caractéristiques de la décharge créée par cette onde à symétrie axiale. Cela nous permettra de connaître le profil longitudinal de la densité électronique, de la puissance microonde, de l'atténuation, quand la densité initiale est donnée. Là aussi, nous ferons une étude paramétrée assez détaillée pour connaître l'influence des divers paramètres sur les caractéristiques de la décharge.

Au dernier chapitre enfin, nous donnerons les résultats expérimentaux tendant à vérifier le modèle élaboré :

a) tout d'abord en étudiant la propagation du mode m = 0 le long d'une colonne de plasma dont la densité électronique décroît lentement ; nous vérifierons ainsi la courbe de phase de l'onde (parties réelle β et imaginaire α du vecteur d'onde en fonction de la densité).

b) puis en étudiant la décharge créée par ce mode m = 0 : profil axial de densité, conditions de la propagation de l'onde... Nous vérifierons ainsi le modèle élaboré au chapitre 1 décrivant une décharge créée par onde progressive.

o o
o

CHAPITRE I

DECHARGE CREEE PAR UNE ONDE PROGRESSIVE

Dans ce premier chapitre nous donnons un modèle simple qui puisse décrire le transfert et la propagation de l'énergie microonde ainsi que les caractéristiques du plasma le long de cette colonne. Pour cela, nous prenons en compte les phénomènes d'atténuation de l'onde et nous introduisons une hypothèse simplificatrice pour décrire la décharge.

1.1. HYPOTHESES ET EQUATIONS DE DEPART

Soit une colonne de plasma (fig. 1.1) excitée à une extrêmité par une onde qui se propage de gauche à droite, selon les z croissants. Découpons cette colonne en tranches d'épaisseur Δz égale . A l'entrée de la $n^{ième}$ tranche, on dispose d'une puissance incidente $Pinc_n$; une partie de cette puissance est absorbée dans la tranche n :

$$Pabs_n = Pinc_n\left(1 - e^{-2\alpha_n \Delta z}\right) \qquad (1.1)$$

où α_n est l'atténuation de l'onde électromagnétique dans la tranche considérée. Il est d'ailleurs toujours possible de relier α à la densité électronique n par une relation déduite de l'équation de dispersion de l'onde, ou plutôt de la courbe de phase car rappelons que nous travaillons à ω fixe et n variable :

$$\alpha = f(n) \qquad (1.2)$$

On voit donc qu'on est en présence d'un système où il y a 2 équations et 3 inconnues : Pabs, α, n. Pour décrire complètement le comportement de l'énergie et du plasma dans chaque tranche, il nous manque donc une information supplémentaire concernant le mode de transfert d'énergie de l'onde au plasma, c'est-à-dire une équation reliant Pabs à n. Employons pour cela l'hypothèse simple suivante : la puissance absorbée dans chaque tranche est proportionnelle au nombre d'électrons N_n qui y sont présents,

$$Pabs_n = \theta N_n \qquad (1.3)$$

où θ est une constante représentant la puissance nécessaire pour maintenir dans un état donné un électron de la décharge. Cela suppose que les processus de pertes par échauffement des électrons, par ionisation ou excitation des atomes, etc... ne dépendent pas de la distribution des champs électromagnétiques mais dépendent uniquement de la puissance de l'onde. En général, cette hypothèse ne se justifie pas, mais comme on va le voir plus loin avec le mode à symétrie azimutale, les résultats donnés par ce modèle rendent bien compte de ceux de l'expérience.

1.2. CONSEQUENCES - EXEMPLES

Voyons d'après ce modèle comment est la décroissance longitudinale de la densité électronique en calculant le rapport $\frac{dn}{dz}$. Prenons pour cela deux tranches successives d'épaisseur infiniment petite dz. La première a une densité n correspondant à une atténuation α, la deuxième a une densité n + dn correspondant à une atténuation $\alpha + d\alpha$. D'après (1.1) et (1.3), on a :

$$\frac{n}{n + dn} = \frac{Pabs_1}{Pabs_2} = \frac{1 - e^{-2\alpha dz}}{e^{-2\alpha dz}\left(1 - e^{-2(\alpha+d\alpha)dz}\right)}$$

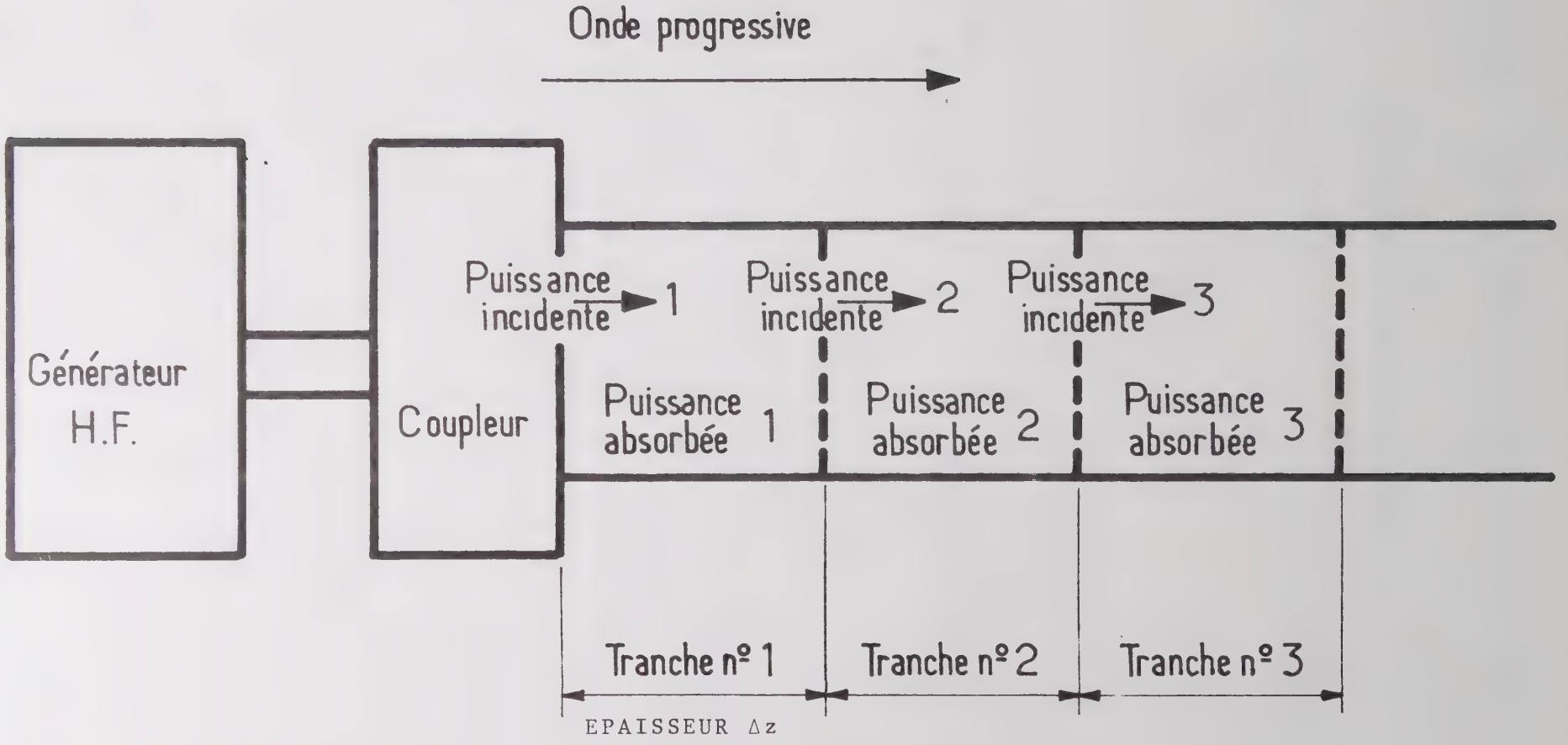


FIGURE 1.1 - Schéma de principe d'une colonne de plasma créée par une onde progressive

En prenant dz suffisamment petit pour que αdz soit très petit devant 1, on a :

$$\frac{n}{n + dn} = \frac{\alpha}{(1 - 2\alpha dz)(\alpha + d\alpha)}$$

et en négligeant les termes du 2^{e} ordre, on obtient enfin :

$$\boxed{\frac{dn}{dz} = \frac{-2\alpha n}{1 - \frac{n}{\alpha}\frac{d\alpha}{dn}}} \qquad (1.4)$$

On peut donc constater que la variation de n suivant z ne dépend que de $\alpha = f(n)$, relation qui vient de la courbe de phase de l'onde. Remarquons que l'on a $\frac{dn}{dz}$ = constante, c'est-à-dire une variation linéaire de n le long de la colonne quand :

$$\alpha n = \text{constante} \qquad (1.5)$$

Au point de vue du sens de variation des inconnues, on obtient déjà un système satisfaisant. En effet, comme en général α est une fonction décroissante de n, $\frac{d\alpha}{dn} < 0$, ce qui entraîne que $\frac{dn}{dz} < 0$, donc la densité n décroît et par suite α croît suivant z. D'après (1.3) on a aussi Pabs qui décroît suivant z. De même, si $Pinc_n$ est la puissance incidente sur la n^{ième} tranche, la puissance incidente sur la n+1^{ième} trance est :

$$Pinc_{n+1} = Pinc_n e^{-2\alpha_n \Delta z} \qquad (1.6)$$

où α_n est le coefficient d'atténuation de l'onde dans la n^{ième} tranche. On voit donc que la Pinc, la Pabs et la densité n décroissent, tandis que l'atténuation croît le long de la colonne. La fin de la colonne de plasma se traduit alors par une Pinc trop petite avec une atténuation trop grande : l'énergie ne peut plus se propager.

Donnons tout de suite quelques exemples d'application du modèle précédent où il suffit d'avoir la variation de α en fonction de n pour obtenir tout le profil longitudinal de la décroissance de n. Considérons pour cela le cas d'une colonne de plasma contenue dans un tube de verre (rayon intérieur a, rayon extérieur b, constante diélectrique ε_v), le tout entouré par un guide métallique (rayon d). Considérons aussi deux modes de fonctionnement, les modes

$$m = 0 \quad \text{et} \quad m = 1$$

où m est le nombre azimutal. Les courbes de α en fonction de n pour ces deux modes sont données sur la figure 1.2. On trouvera au chapitre II une étude détaillée du mode m = 0 ainsi que la méthode de calcul de α. Quant au mode m = 1, nous avons simplement pris les résultats des travaux cités dans la référence [21].

Pour ces deux cas, nous avons résolu l'équation (1.4) et la figure 1.3 donne la décroissance de la sensité suivant z. Comme dans notre structure particulière, α est plus grand pour m = 0 que pour m = 1, la décroissance de n est plus rapide pour le premier mode, ce qui entraînera une longueur de colonne plus petite si on part d'une même densité n initiale.

* Pour le mode m = 0, on verra au chapitre IV que ce résultat théorique simple correspond bien à celui de l'expérience, dans différents gaz à basse pression.

* Pour le mode m = 1, on a pu calculer un profil de variation de n qui est le même que celui des résultats de mesure publiés récemment et non expliqués [21]. Néanmoins nous avons pris pour effectuer ce calcul une fréquence de collision ν plus petite que celle indiquée par l'auteur de l'article : $\nu = 0{,}12\ \omega$ au lieu de $\nu = 0{,}2\ \omega$ indiquée. Cela est sans doute dû à une mauvaise interprétation de la fréquence de collision, qui vient de sa mesure discutable de la température des neutres [15] : supérieure à 1 500 K.

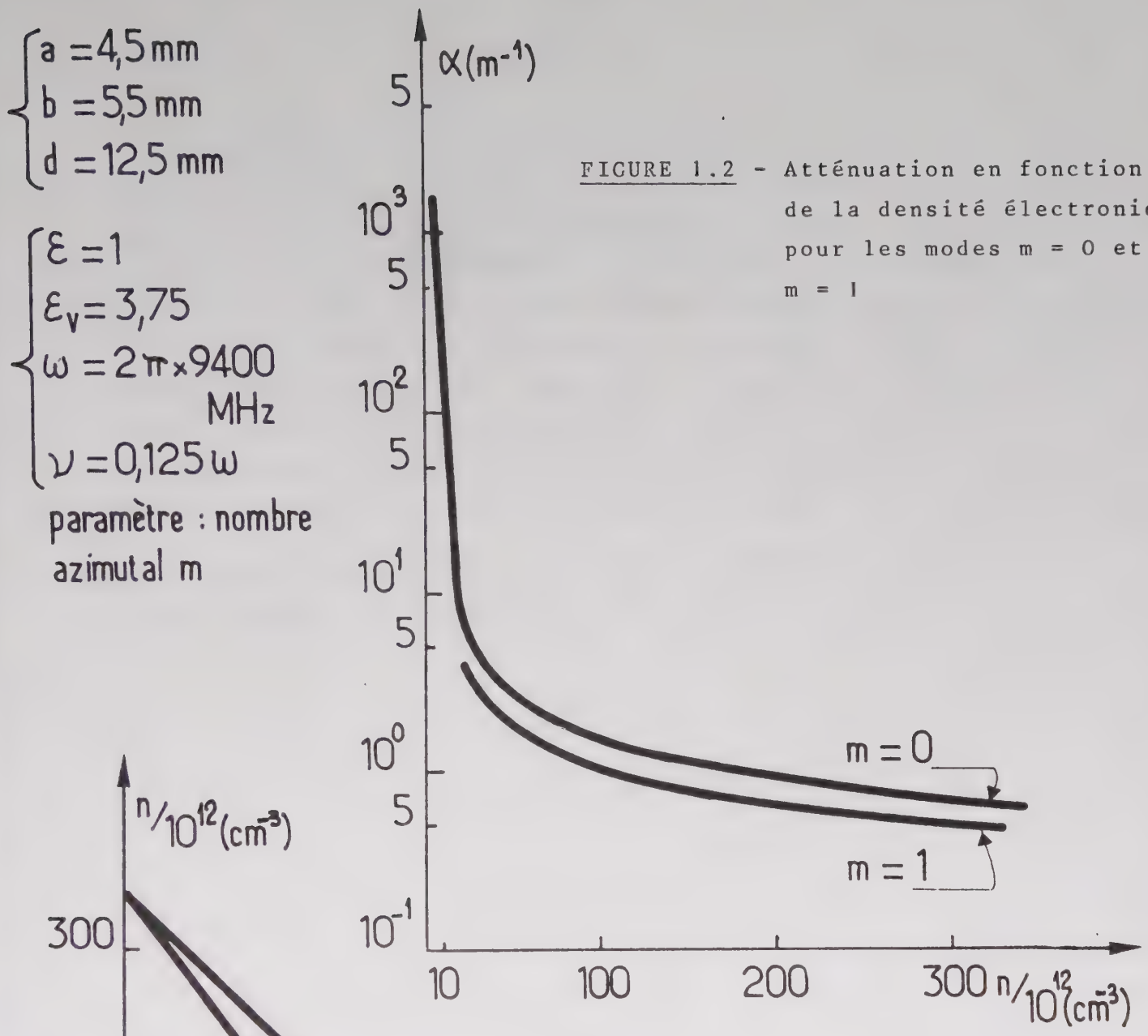


FIGURE 1.2 - Atténuation en fonction de la densité électronique pour les modes m = 0 et m = 1

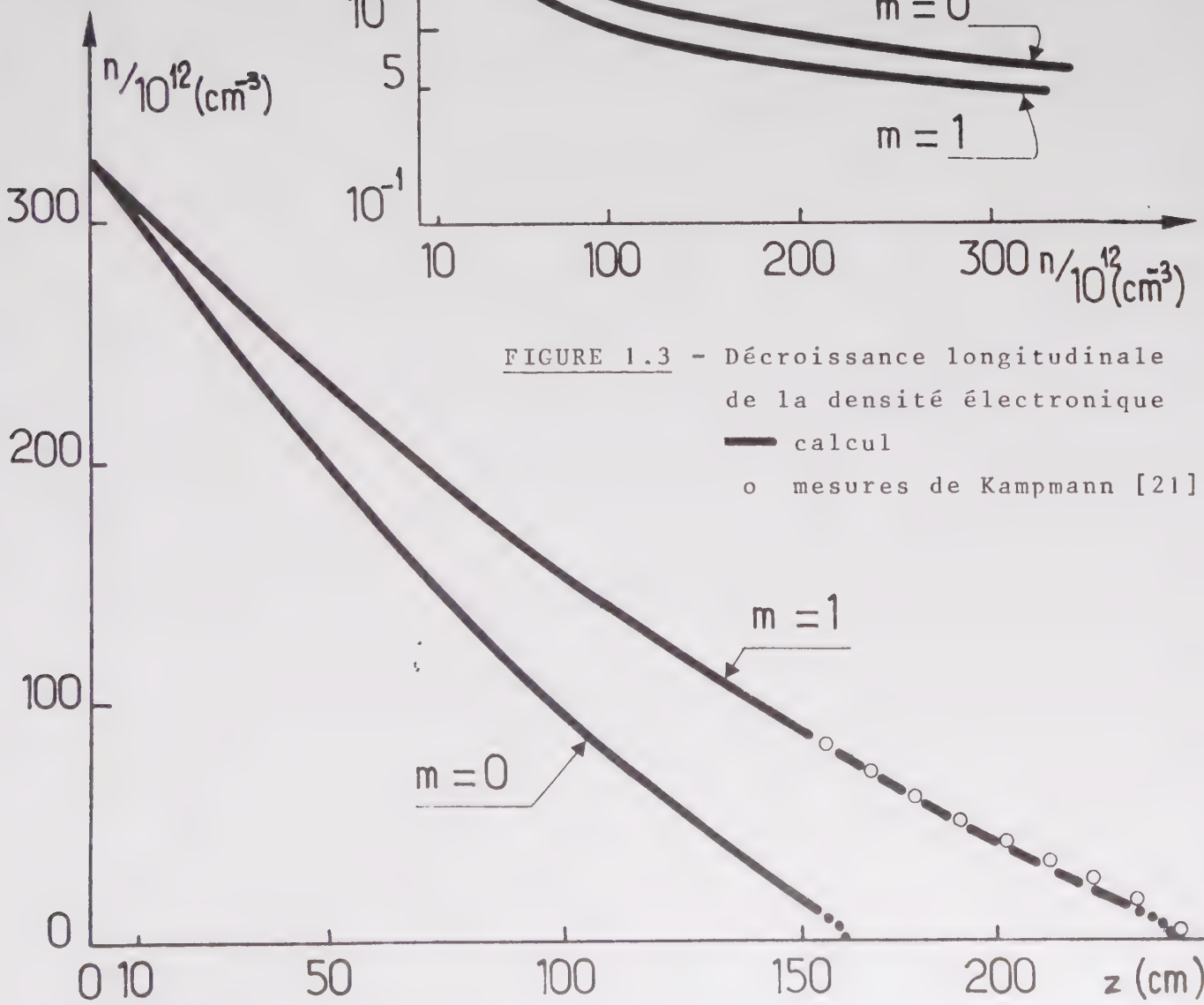


FIGURE 1.3 - Décroissance longitudinale de la densité électronique
— calcul
o mesures de Kampmann [21]

Nous avons pu ainsi, avec une hypothèse simple (θ = constante), donner un modèle décrivant assez fidèlement un phénomène physique qui est en fait non linéaire et complexe : une onde progressive se propageant dans un plasma qui est lui-même créé par l'onde. Avant de faire une étude paramétrée du phénomène, pour voir le bien-fondé de l'hypothèse θ = constante et pour mieux comprendre tous les processus physiques entrant en jeu dans des décharges créées par onde progressive, il nous a paru nécessaire d'étudier plus en détail toutes les caractéristiques de la propagation : courbe de dispersion, répartition des champs et énergies...

Nous allons faire cette étude explicite dans le cas de l'onde à symétrie azimutale (m = 0).

o o
o

CHAPITRE II

LE MODE A SYMETRIE AZIMUTALE (m = 0)

Pour une compréhension plus complète de la propagation d'onde dans une colonne de plasma, il faut étudier plus en détail la courbe de dispersion de l'onde et les grandeurs physiques telles que les champs électromagnétiques, l'énergie, les vitesses de groupe, de phase et l'atténuation. Comme les paramètres intervenant dans un tel phénomène physique sont trop nombreux, on ne va étudier que l'influence des principaux d'entre eux. On n'étudiera que le mode de propagation le plus simple, celui à symétrie azimutale (m = 0).

2.1. PRINCIPE DU CALCUL ($\nu << \omega$)

2.1.1. HYPOTHESES

On emploie dans toute cette partie les hypothèses suivantes :

- pour l'onde électromagnétique

. la propagation se fait suivant z, avec pour expression du champ électrique :

$$\vec{E} = \vec{E}_o e^{j(\omega t - \beta z)} , \qquad (2.1)$$

où ω : fréquence angulaire propre de l'onde

β : nombre d'ondes.

. symétrie cylindrique : nombre azimutal m = 0.

. la vitesse de phase de l'onde est très supérieure à la vitesse d'agitation thermique.

- pour le plasma

. le plasma est considéré comme un milieu diélectrique de constante diélectrique

$$\varepsilon_o \varepsilon_p = \varepsilon_o \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \qquad (2.2)$$

où $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\varepsilon_o}}$ fréquence angulaire du plasma

n, m, e sont respectivement la densité électronique, la masse et la charge de l'électron, ce qui suppose que :

. le plasma est globalement neutre avec seulement des électrons en mouvement

. le champ magnétique appliqué est nul : $\vec{B}_o = 0$

. les collisions entre les particules sont négligeables (sauf au paragraphe 2.4)

$\frac{\nu}{\omega} << 1$ où ν est la fréquence de collision effective des électrons

. dans une section donnée, la densité électronique est constante sur tout le rayon.

2.1.2. EQUATIONS DE DEPART

Compte-tenu de ces hypothèses, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -j\omega\mu_o \vec{H} & (2.3) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = j\omega\varepsilon_o\varepsilon_p \vec{E} & (2.4) \\ \vec{\nabla} . (\varepsilon_o \varepsilon_p \vec{E}) = 0 & (2.5) \\ \vec{\nabla} . (\mu_o \vec{H}) = 0 & (2.6) \end{cases}$$

En résolvant ces équations en coordonnées cylindriques, on obtient l'expression générale des champs électromagnétiques. Puis en appliquant les conditions de continuité à la surface des différents milieux, on obtient l'équation de dispersion. Pour avoir les expressions du flux de puissance et de l'énergie, on a besoin en plus :

de l'équation de conservation de la charge : $\vec{\nabla}.(n\vec{v}) + \frac{\partial n}{\partial t} = 0$ (2.7)

de l'équation de la quantité de mouvement : $m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = e\vec{E}$ (2.8)

où $\vec{v}$ est la vitesse de l'électron.

2.1.3. STRUCTURES ETUDIEES

Sur la figure 2.1 nous montrons les structures les plus couramment utilisées. Les trois premières sont celles qui sont étudiées ici.

* La première, à 2 milieux (fig. 2.1.a) est la plus simple mais la moins réaliste : un plasma de constante diélectrique ε_p, de rayon a, est entouré par un diélectrique ε_v s'étendant jusqu'à l'infini. Cela correspond à une torche à plasma dans une atmosphère de gaz donné, quoique dans le cas réel, on ne puisse pas obtenir de longue colonne de plasma avec cette structure, la diffusion devenant prédominante.

* La deuxième, à 3 milieux (fig. 2.1.b.α), plus réaliste, correspond à une colonne de plasma enfermée dans un tube de diélectrique de rayon extérieur b, le tout entouré par un deuxième diélectrique, l'air par exemple, s'étendant jusqu'à l'infini.

* Comme on s'intéresse aux ondes de surface qui s'étendent très loin à l'extérieur, on est parfois amené à blinder le tout avec un guide métallique de rayon d, d'où la troisième structure (fig. 2.1.b.β).

* Il arrive toutefois qu'on utilise des configurations plus compliquées à plus de 3 milieux : par exemple si l'on désire refroidir la décharge (utilisation d'un liquide de refroidissement). D'où les structures à 5 milieux (fig. 2.1.c.α et β).

Le comportement physique des phénomènes restant le même et les calculs devenant de plus en plus fastidieux, on se limite ici aux cas de moins de 3 milieux pour mieux expliciter le sens de variation des variables physiques avec les principaux paramètres.

2.2. CARACTERISATION DE LA PROPAGATION ($\nu << \omega$)

2.2.1. EQUATION DE DISPERSION - CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES

Pour chercher l'équation de dispersion dans des configurations limitées, on procède toujours comme indiqué au 2.1.2, à partir des équations de Maxwell.

Décomposons $\vec{E}$ et $\vec{H}$ en composantes longitudinale et transverse :

$$\vec{E} = (\vec{E}_T + \vec{E}_z)e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (2.9)$$

$$\vec{H} = (\vec{H}_T + \vec{H}_z)e^{j(\omega t-\beta z)} \qquad (2.10)$$

Les équations des champs s'écrivent alors [10] et [11] :

$$\nabla_T^2 E_z + k^2 E_z = 0 \qquad (2.11)$$

$$\nabla_T^2 H_z + k^2 H_z = 0 \qquad (2.12)$$

$$\vec{E}_T = -\frac{\gamma}{k^2}\vec{\nabla}_T E_z + j\omega\frac{\mu_o}{k^2}\vec{i_z}\wedge\vec{\nabla}_T H_z \qquad (2.13)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{\gamma}{k^2}\vec{\nabla}_T H_z - j\omega\frac{\varepsilon_o\varepsilon_p}{k^2}\vec{i_z}\wedge\vec{\nabla}_T E_z \qquad (2.14)$$

avec pour le milieu plasma : $k^2 = p^2 = k_o^2 \varepsilon_p - \beta^2$ (2.15)

milieu diélectrique : $k^2 = S^2 = k_o^2 \varepsilon_v - \beta^2$ (2.16)

milieu extérieur : $k^2 = q^2 = k_o^2 \varepsilon - \beta^2$ (2.17)

où : $k_o = \frac{\omega}{c}$

c : vitesse de la lumière dans le vide.

Comme on est en symétrie cylindrique (m = 0), posons :

$$\begin{cases} E_z = E_o F(r) & (2.18) \\ H_z = H_o F(r) & (2.19) \end{cases}$$

D'après les équations (2.11) et (2.12), F(r) doit satisfaire à :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial F}{\partial r}\right) + k^2 F = 0 \qquad (2.20)$$

dont les solutions sont des combinaisons de fonctions de Bessel [22] :

si $k^2 > 0$: $F(r) = AJ_o(kr) + BY_o(kr)$ (2.21)

si $k^2 < 0$: $F(r) = AI_o(jkr) + BK_o(jkr)$ (2.22)

où A et B sont des constantes à déterminer,

J_o, Y_o sont des fonctions de Bessel de 1ère et 2ème espèce, d'ordre zéro,

I_o, K_o sont des fonctions de Bessel modifiées de 1ère et 2ème espèce, d'ordre zéro.

Comme on ne s'intéresse qu'aux ondes lentes où la vitesse de phase est inférieure à c, on a $\beta > k_o$, donc $k^2 < 0$. C'est donc la combinaison des fonctions I_o et K_o qui convient :

- dans le plasma, pour avoir des valeurs finies de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ au centre, on ne doit garder que la fonction I_o.
- à l'extérieur, pour avoir des valeurs de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ s'annulant à l'infini, on ne doit garder que la fonction K_o.

A partir de ces champs longitudinaux, on déduit les champs transversaux des équations (2.13) et (2.14).

Pour avoir l'équation de dispersion, on applique les conditions de continuité aux surfaces limitant les différents milieux. Cela consiste alors à annuler un déterminant d'ordre $2(n-1) \times 2(n-1)$ si le problème comporte n milieux. Ce genre de résolution d'équation avec des fonctions de Bessel peut se faire sur ordinateur en employant la "méthode dichotomique".

En utilisant les coordonnées cylindriques, on s'aperçoit qu'avec le mode à symétrie azimutale, seules les composantes Ez, E_r et H_φ existent, les autres composantes devant être nulles pour que les conditions de continuité soient respectées. Les champs sont toutefois déterminés à une constante près puisqu'il y a toujours moins d'équations indépendantes que d'inconnues. Le problème de la normalisation des champs reste donc à résoudre.

2.2.2. FLUX DE PUISSANCE - ENERGIES MOYENNES

* L'expression du flux de "puissance guidée" à travers une section s'écrit [11] :

$$P = \frac{1}{2} \int_{\text{section}} (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) . i_z \, dS \qquad (2.23)$$

$$= \frac{1}{2} \int_0^\infty E_r H_\varphi^* 2\pi r \, dr \qquad (2.24)$$

où $\vec{H}^*$ est le complexe conjugué de $\vec{H}$.

Remarquons qu'il est alors possible de normaliser les champs par rapport à ce flux de puissance P, ce qui est fort utile dans le cas pratique : connaissant la puissance injectée dans une section on peut en déduire les valeurs des différentes composantes du champ électromagnétique.

* L'énergie s'écrit [11] :

$$W = \frac{1}{2}\oint(\vec{E}\wedge\vec{H}^*).d\vec{S} = \frac{1}{2}\int\vec{\nabla}.(\vec{E}\wedge\vec{H}^*)dV \qquad (2.25)$$

A partir des équations de départ (2.3 à 2.8), on peut montrer que l'énergie moyenne sur le temps s'écrit :

$$\overline{W} = \frac{1}{4}\int_{\text{espace}}\left[\mu_o|H|^2 + \varepsilon_o\left(1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)|E|^2\right]dV \quad (2.26)$$

où $|H|^2 = \vec{H}.\vec{H}^*$ et $|E|^2 = \vec{E}.\vec{E}^*$

Le terme $W_M = \frac{1}{4}\int\mu_o|H|^2dV$ (2.27) est l'énergie magnétique

Le terme $W_E = \frac{1}{4}\int\varepsilon_o|E|^2dV$ (2.28) est l'énergie électrique

Le terme $W_K = \frac{1}{4}\int\varepsilon_o\frac{\omega_p^2}{\omega^2}|E|^2dV$ (2.29) est l'énergie cinétique des électrons.

On a l'habitude de définir les expressions :

$W_{EK} = W_E + W_K$ (2.30) , énergie électrocinétique

$W_T = W_E + W_K + W_M$ (2.31) , énergie totale

$W_\varepsilon = W_E - W_K$ (2.32)

On doit avoir à la résonance, c'est-à-dire sur la courbe de dispersion [10] :

$$\boxed{W_\varepsilon = W_M} \qquad (2.33)$$

2.2.3. VITESSES DE PHASE ET DE GROUPE

Les vitesses de phase et de groupe sont respectivement définies par :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} \qquad (2.34)$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} \qquad (2.35)$$

On peut calculer les expressions de ces vitesses à partir de la courbe de dispersion, mais aussi en fonction des puissances et énergies par un calcul de perturbation sur ω et β [10] :

$$v_\varphi = \frac{P}{2W_\varepsilon}_{\text{transverse}} \qquad (2.36) \text{ et } v_g = \frac{P}{W_T} \qquad (2.37)$$

2.2.4. PUISSANCE ABSORBEE ET ATTENUATION SUIVANT z

Tous les calculs précédents sont faits en négligeant le terme d'absorption. Mais le but final de ce rapport étant de décrire une colonne de plasma, il faut considérer la propagation de l'onde suivant z, le long de la colonne, on ne peut plus dès lors négliger l'atténuation. Appelons α le coefficient d'atténuation sur les composantes de champ, celles-ci s'écrivent : $Ae^{j\omega t}e^{-j\beta z}e^{-\alpha z}$. D'après le théorème de Poynting [23], α s'écrit alors :

$$\alpha = \frac{P_a}{2v_g \overline{W}} \qquad (2.38)$$

où P_a est la puissance absorbée due aux pertes.

Calculons P_a. On admet qu'il n'y a de pertes que dans le plasma provenant des chocs entre électrons et molécules. Appelons ν cette fréquence effective de chocs (fréquence de transfert de la quantité de mouvement) et ajoutons le terme de collision $-\nu nm\vec{v}$ à l'équation (2.8) ; celle-ci devient alors :

$$m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = e\vec{E} - \nu n m \vec{v} \qquad (2.39)$$

Celà amène à une puissance absorbée instantanée :

$$- \frac{dW}{dt} = \int_{plasma} n\nu m v^2 dV = -\vec{j}.\vec{E} \qquad (2.40)$$

(où $\vec{j}$ est le vecteur densité de courant)
ce qui, en prenant la moyenne sur le temps devient $\frac{1}{2}\nu n m |v|^2$, donc :

$$P_a = 2\nu W_K = \frac{\nu}{2} \varepsilon_o \frac{\omega^2 p}{\omega^2} \int_{plasma} |E|^2 dV \qquad (2.41)$$

d'où, d'après l'équation (2.38)

$$\boxed{\alpha = \frac{\nu}{v_g} \frac{W_K}{\overline{W}} = \frac{\nu}{2v_g}\left(1 - \frac{W_M}{W_E}\right)} \qquad (2.42)$$

Remarquons que cette expression est très utile en pratique : la valeur de la puissance injectée étant connue en début de colonne, par un calcul de proche en proche qu'on étudiera plus loin (chap. III), on peut déterminer la puissance incidente pour toutes les valeurs de z même si le plasma n'est pas homogène longitudinalement.

2.3. RESULTATS NUMERIQUES ($\nu << \omega$)

Les paramètres déterminant les caractéristiques de la propagation sont :

- les dimensions de la structure utilisée : rayon a du plasma, épaisseur b-a du tube de diélectrique, rayon du guide métallique.

- les divers milieux diélectriques utilisés : ε_v, ε.
- la densité électronique n ou la fréquence ω de l'onde.

En raison du nombre de ces paramètres, il n'est pas possible de faire une description détaillée et complète de leur influence sur les phénomènes de propagation. Dans la suite, on ne va expliciter que le rôle des principaux paramètres.

Il est à noter que pour des raisons qu'on va voir tout de suite, l'étude de la structure à deux milieux se fait à ω_p = constante, tandis que celle de la structure à trois milieux se fait toujours à ω = constante.

2.3.1. COURBE DE DISPERSION - COURBE DE PHASE

a) Structure à deux milieux

L'équation de dispersion s'écrit très simplement :

$$\frac{\varepsilon_p}{\Gamma}\frac{I_1(\Gamma a)}{I_0(\Gamma a)} + \frac{\varepsilon_v}{R}\frac{K_1(Ra)}{K_0(Ra)} = 0 \qquad (2.43)$$

où $\Gamma = jp = \sqrt{\beta^2 - k_o^2\varepsilon_p}$, $\quad R = jS = \sqrt{\beta^2 - k_o^2\varepsilon_v}$

On démontre alors que :

$$* \ \omega \to 0 \ \Rightarrow \ \beta a \to k_o a\sqrt{\varepsilon_v}$$

Les courbes de dispersion se placent toujours au-dessous de la droite $\omega = \beta c$ (voir fig. 2.2). Dans le cas de l'air, $\varepsilon_v = 1$, et à la limite où $\omega \to 0$, on a $v_\varphi = c$; autrement dit, le plasma se comporte comme un guide d'énergie électromagnétique car les champs de l'onde ne sont forts qu'à l'extérieur du plasma (voir 2.3.2.a).

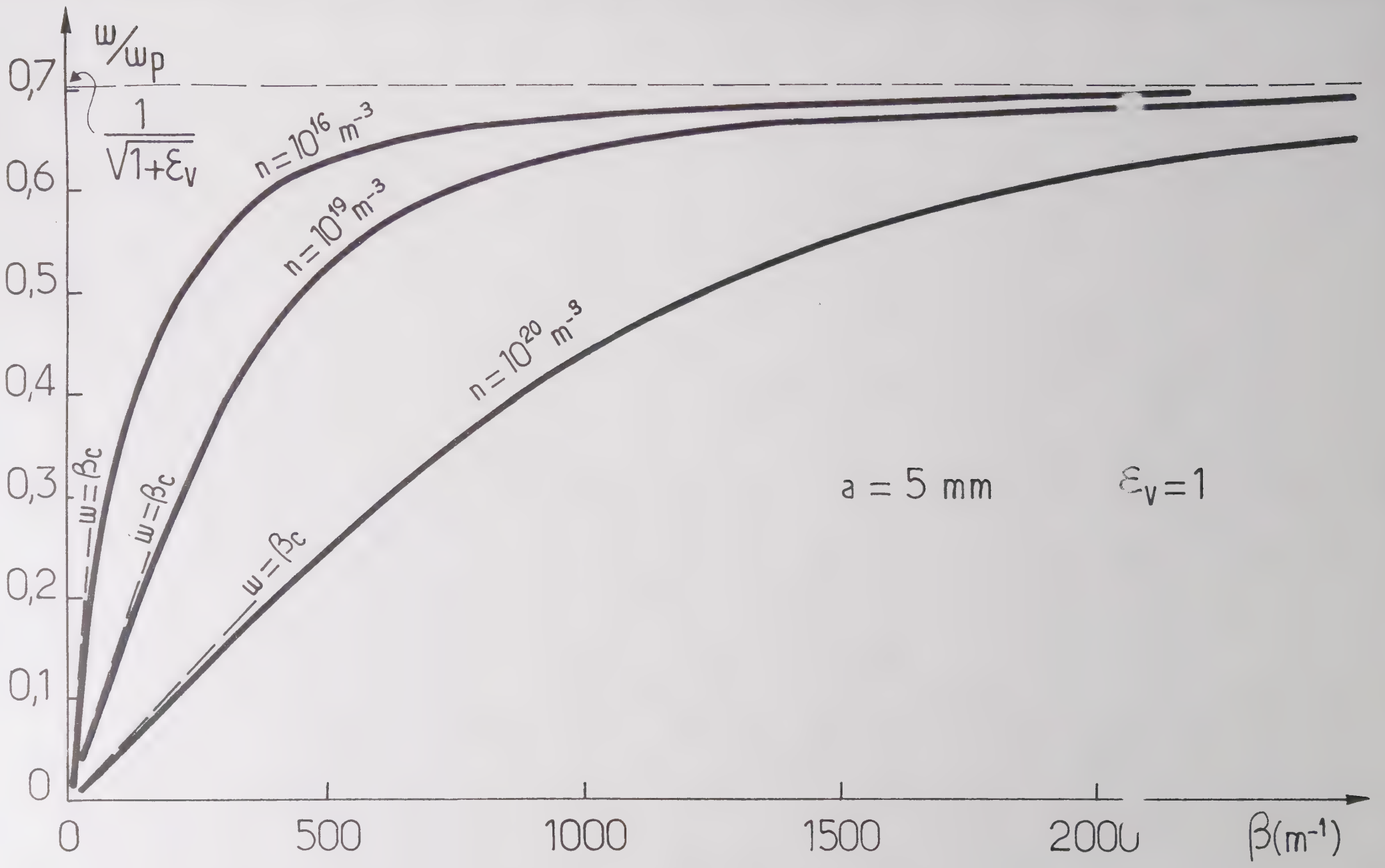


FIGURE 2.2 - Courbes de dispersion pour la structure à deux milieux. Paramètre : n

$$* \quad \beta a \to \infty \Rightarrow \frac{\omega}{\omega_p} \to \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}}$$

On est alors dans le cas de l'hypothèse quasi-statique où $v_\varphi << c$, la représentation de $\frac{\omega}{\omega_p}$ en fonction de βa est universelle et ne dépend pas de la densité car les arguments Γ et R des fonctions de Bessel tendent vers β. De plus, c'est βa qui est la variable caractéristique de l'équation (2.43) ce qui veut dire que pour une même densité, si on augmente le rayon a, cela reviendra à rehausser la courbe de dispersion ($\frac{\omega}{\omega_p}$ en fonction de β).

Il est aussi à remarquer que comme $\frac{\omega}{\omega_p} < 1$, $\varepsilon_p < 0$, l'onde de surface ne peut donc se propager que dans un milieu où la densité électronique est supérieure à une densité critique

$$n_c = \frac{\omega^2 m \varepsilon_o}{e^2} (1 + \varepsilon_v) \qquad (2.44)$$

Ici, on voit bien que les courbes de la figure 2.2 tendent asymptotiquement vers la valeur $\frac{\omega}{\omega_p} = \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}} = 0{,}71$, mais d'autant plus lentement que la densité électronique est plus forte. En effet pour $n \geq 10^{20}\ m^{-3}$, l'hypothèse quasi-statique est difficilement applicable, sinon pour des valeurs de βa très grandes.

* On peut aussi prévoir le comportement de la courbe de dispersion lorsque, dans le cas réel la distribution électronique radiale n'aurait plus un profil carré mais un profil s'écartant assez peu de la fonction de Bessel J_o comme pour une colonne positive [24]. En effet, en utilisant une méthode de perturbation, on peut calculer pour une valeur de β donnée la variation $\delta\omega$ de la fréquence due à la variation δn de la densité [10] :

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\int \overline{W}_K \frac{\delta n}{n} \, dV}{\overline{W}_T} \qquad (2.45)$$

Considérons un profil Bessel ayant une valeur à la paroi différente de 10 % de celle du profil carré ($J_o(0,6) = 0,9$). En faisant le calcul avec une distribution $n(r) = BJ_o(0,6\,\frac{r}{a})$ où B est le coefficient de normalisation pour avoir le même nombre d'électrons $\int_o^a n(r)2\pi r dr$ que dans le cas à profil carré, on trouve que la courbe de dispersion est maintenant légèrement plus basse. A titre indicatif, avec $n = 10^{20}\ m^{-3}$ ces variations sont de l'ordre de $\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\ 1\ \%$, donc négligeables. On fera donc toujours les calculs avec un profil carré de densité.

b) Structure à trois milieux

Etant donné que les expériences de propagation ont été réalisées dans des plasmas inhomogènes longitudinalement et que les décharges créées par onde de surface sont faites à fréquence fixe, il nous a paru intéressant d'étudier non pas la courbe de dispersion mais la courbe de phase $\frac{\omega}{\omega_p}[\omega = \text{constante}] = f(\beta a)$.

Quand $\beta_a \to \infty$, on a toujours : $\frac{\omega}{\omega_p} \to \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}}$.

Mais lorsque $\frac{\omega}{\omega_p} \to 0$, βa tend vers une limite qui n'est pas nulle comme dans le cas d'une courbe de dispersion. En effet, cette limite se situe entre $k_o a\sqrt{\varepsilon_v}$ et $k_o a\sqrt{\varepsilon}$ suivant l'importance relative des différents milieux entourant le plasma, car comme on va le voir au paragraphe 2.3.2.b), on est dans le cas où l'énergie se propage surtout à l'extérieur du plasma.

La figure 2.3 donne pour une même structure la courbe de phase pour trois fréquences différentes ; on remarque que plus la fréquence de l'onde utilisée est grande, plus la courbe de phase atteint sa valeur asymptotique lentement, avec des valeurs de βa plus grandes.

Si maintenant on se place à une fréquence donnée, on constatera (fig. 2.4) que la courbe de phase du cas avec guide métallique est en-dessous de celle du cas sans guide. Comme on va le voir dans les paragraphes suivants, cela entraîne que dans le cas

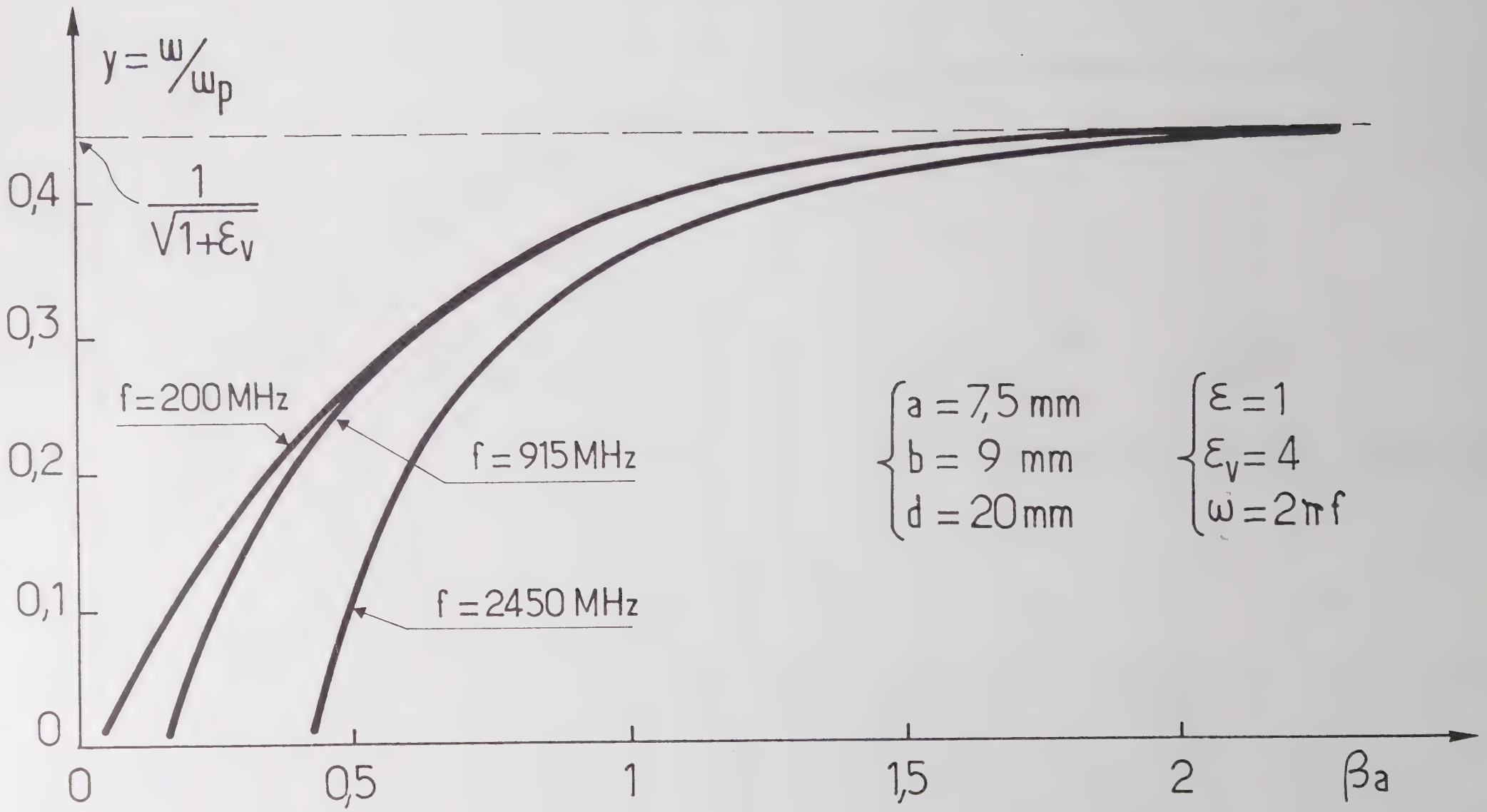


FIGURE 2.3 - Courbes de phase pour la structure à trois milieux - Paramètre : f

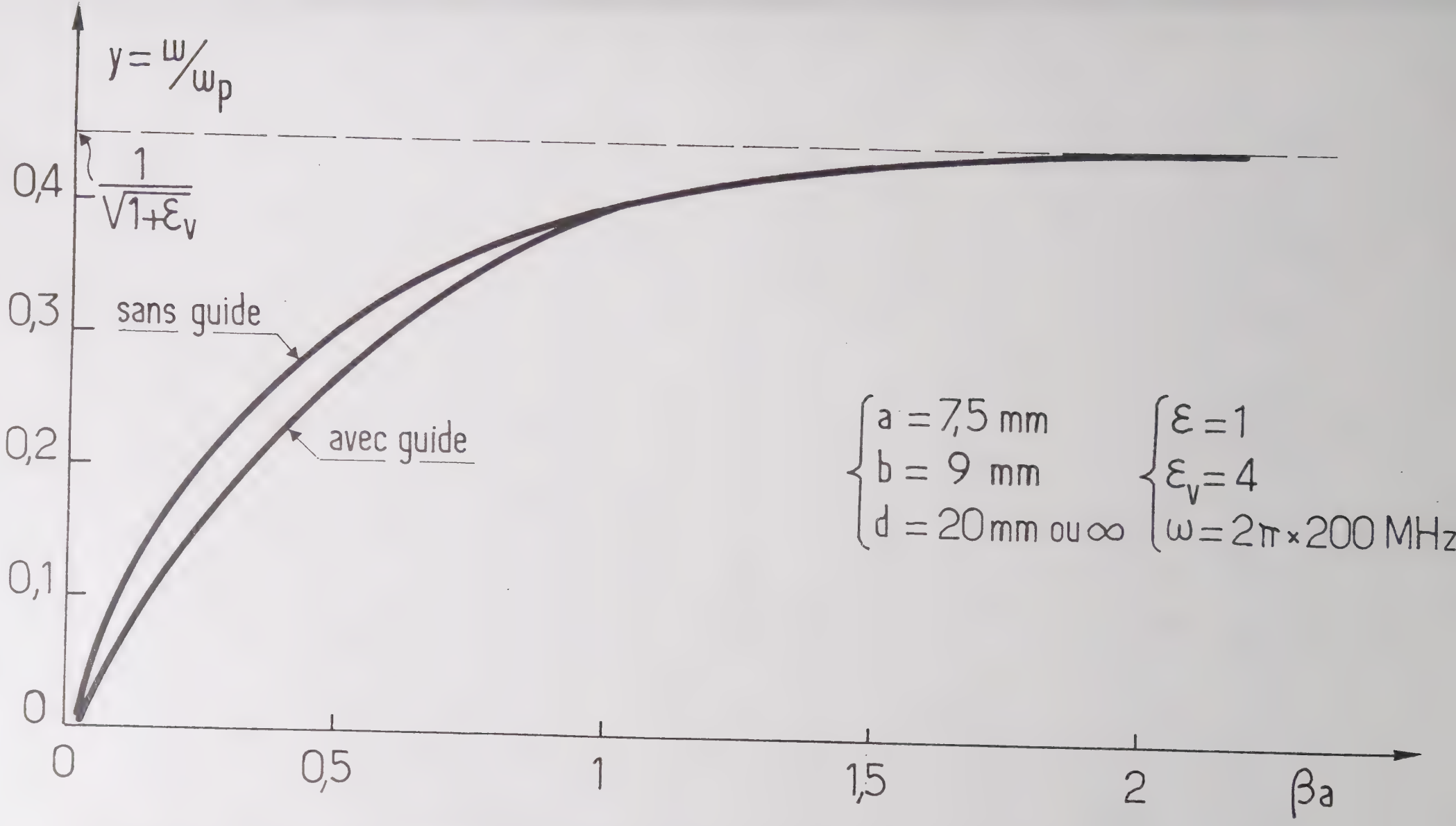


FIGURE 2.4 - Courbes de phase - Structure à trois milieux, sans guide et avec guide métallique

"avec guide", pour $\frac{\omega}{\omega_p}$ donné (à densité n donnée), on a des champs dans le plasma plus forts, donc des énergies plus grandes, donc des vitesses de phase, de groupe plus faibles et des atténuations plus importantes.

Quant à l'influence du rayon a du plasma et d'un profil radial de densité non carré, elle est sensiblement la même que précédemment.

2.3.2. CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES - ENERGIES

Les figures donnent les valeurs des champs et des énergies pour une puissance injectée de 1 watt.

a) Structure à deux milieux (ω_p = constante)

* Distribution radiale des champs

La figure 2.5 donne l'influence de deux paramètres, la densité n et $\frac{\omega}{\omega_p}$ sur la distribution des champs.

Pour chaque n, c'est-à-dire pour chaque courbe de dispersion, on va se placer dans trois cas :

$\frac{\omega}{\omega_p}$ petit, $\frac{\omega}{\omega_p} = 0{,}01$: cas électromagnétique

$\frac{\omega}{\omega_p}$ moyen, $\frac{\omega}{\omega_p} = 0{,}5$: cas intermédiaire

$\frac{\omega}{\omega_p}$ grand, $\frac{\omega}{\omega_p} = 0{,}68$: cas quasi-statique.

On peut constater que :

- sur la paroi, les champs sont maxima, d'où le nom d'ondes de surface. Les maximas des champs croissent avec $\frac{\omega}{\omega_p}$ tandis que ceux de E_z et E_r décroissent avec la densité.

La discontinuité de $|E_r|$ pour r = a tend à disparaître quand $\frac{\omega}{\omega_p}$ croît car $\frac{E_{r\,intérieur}}{E_{r\,extérieur}} = \frac{\varepsilon_v}{\varepsilon_p} = \frac{1}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}$ diminue quand $\frac{\omega}{\omega_p} \to 0{,}7$. On remarquera qu'on a porté $|E_r|$ sur la figure 2.5 et non E_r car cette composante de champ change de signe sur la paroi étant donné qu'on a $\varepsilon_p < 0$.

Notons aussi que les valeurs des champs sont très grandes, car on a seulement 1 W de puissance injectée. La valeur moyenne du champ E_z est aux alentours de 10^3 V/m par W injecté !

- pour r < a, c'est-à-dire dans le plasma, c'est le champ E_z qui est dominant tandis que pour r > a, c'est-à-dire à l'extérieur du plasma, c'est le champ E_r qui est dominant. Mais à mesure que n et $\frac{\omega}{\omega_p}$ croissent, cette disparité entre E_z et E_r diminue, en particulier quand $\frac{\omega}{\omega_p} \gtrsim 0{,}5$, lorsqu'on approche du cas quasistatique, E_z et E_r sont du même ordre de grandeur, à l'intérieur aussi bien qu'à l'extérieur.

- les pentes des courbes de distribution des champs dans le plasma sont de plus en plus raides quand $\frac{\omega}{\omega_p}$ augmente (de gauche à droite) ou quand n augmente (de haut en bas). En effet, appelons L la distance à la paroi à laquelle la valeur de E_z est la moitié de sa valeur maximale ; L diminue lorsqu'on parcourt le tableau de la figure 2.5 dans les directions indiquées. Cette distance L traduit la pénétration du champ à l'intérieur du plasma et dépend du paramètre Γ qui croît avec $\frac{\omega}{\omega_p}$ et n.

A l'extérieur, le profil radial des champs dépend du paramètre R qui croît avec $\frac{\omega}{\omega_p}$ et n et décroît avec ε_v. Les champs peuvent ainsi s'étendre très loin à l'extérieur du plasma.

Remarquons que l'onde considérée a d'autant plus un caractère d"'onde de surface" que l'énergie électromagnétique est concentrée à la paroi r = a, ce qui se passe quand la pente de la distribution des champs est très raide (quand R et Γ sont très grands), c'est-à-dire d'autant plus que n et $\frac{\omega}{\omega_p}$ sont grands.

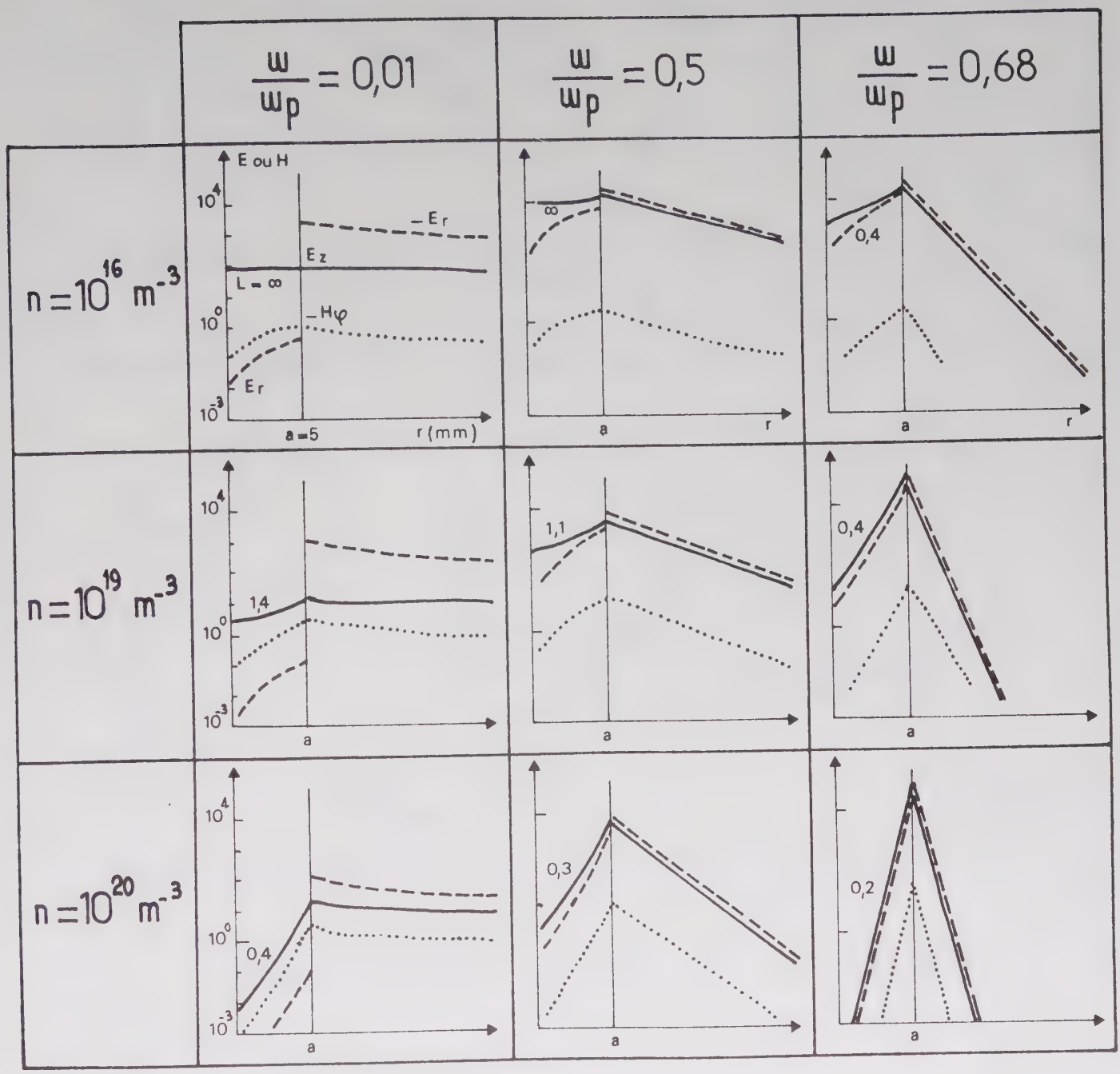


FIGURE 2.5 - Champ électromagnétique en fonction de r - Pinc = 1 W, $\varepsilon_v = 1$. Paramètres : n et $\frac{\omega}{\omega_p}$. On a indiqué la valeur de n dans chaque cas.

—— Composante E_z (en $\frac{V}{m}$)

--- Composante E_r ou $-E_r$ (en $\frac{V}{m}$)

... Composante $-H_\varphi$ (en A.tours/m)

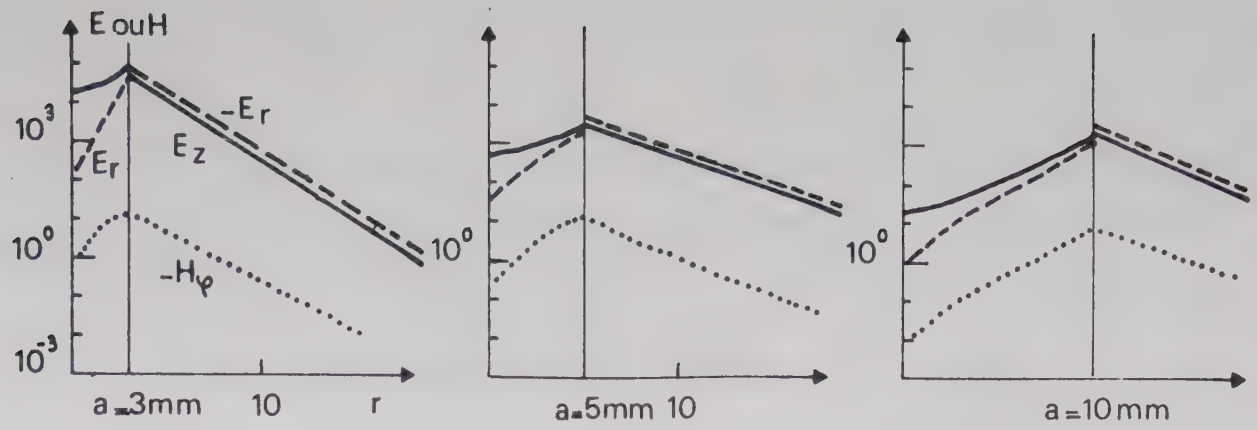


FIGURE 2.6 - Champs en fonction de r (pour 1 W de Pinc). Influence du rayon a du plasma. $\frac{\omega}{\omega_p} = 0,5$, $n = 10^{19}\ m^{-3}$, $\varepsilon_v = 1$

ENERGIES MOYENNES DANS LE PLASMA (pour 1 W de Pinc) EN FONCTION DE $\frac{\omega}{\omega}$

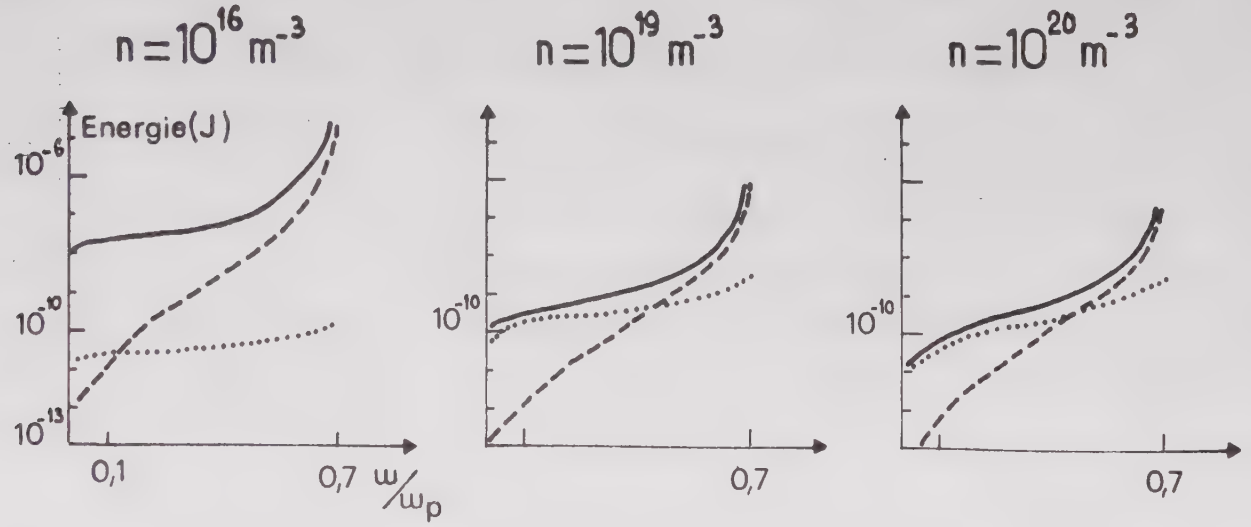


FIGURE 2.7 - Influence de la densité électronique - a = 5 mm, $\varepsilon_v = 1$

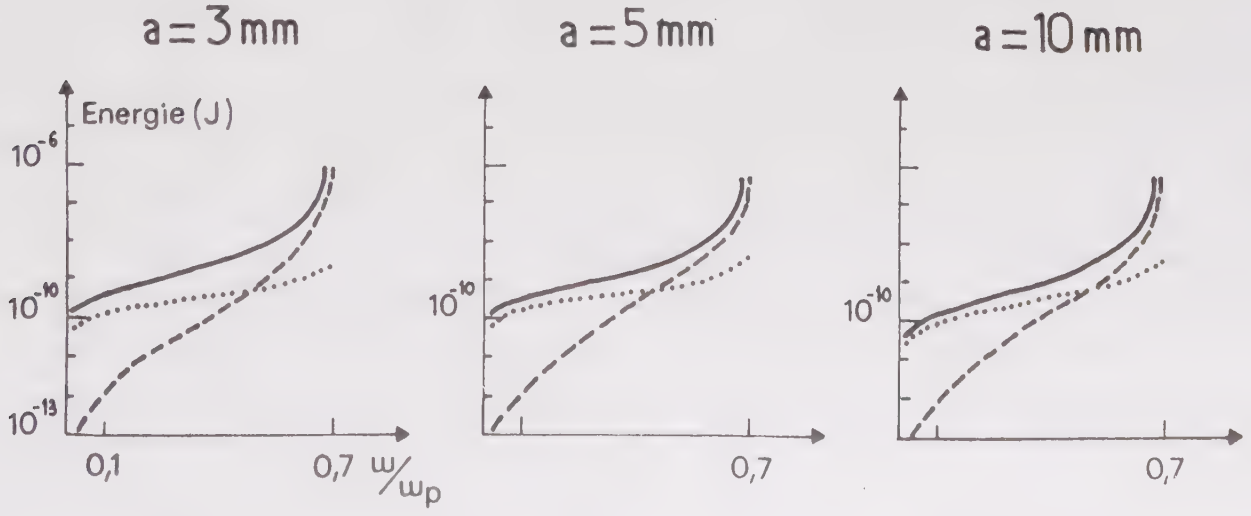


FIGURE 2.8 - Influence du rayon a du plasma - $n = 10^{19}\ m^{-3}$, $\varepsilon_v = 1$

—— W_{Ekz} , --- W_{Ekr} , ... W_M

- la variation du rayon a du plasma n'a pratiquement pas d'influence sur le profil radial des composantes du champ électromagnétique (fig. 2.6).

* Energies moyennes dans le plasma

La figure 2.7 représente les courbes en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$ de :

W_{EK_z} = énergie électrocinétique due au champ E_z dans le plasma

W_{EK_r} = énergie électrocinétique due au champ E_r dans le plasma

W_M = énergie magnétique due au champ H_φ dans le plasma

avec comme paramètre la densité électronique n.

On voit que ces variations en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$ des énergies électrocinétique et magnétique suivent bien celles des champs correspondant : $W_{EK_z} >> W_{EK_r}$ dans le cas électromagnétique ($\beta \to 0$) tandis que W_{EK_z} et W_{EK_r} sont du même ordre dans le cas de l'hypothèse quasi-statique ($\beta \to \infty$).

On a aussi W_{EK_z} et W_{EK_r} qui décroissent avec la densité, tandis que W_M croît. De ce fait, l'énergie magnétique, négligeable à faible densité ($n = 10^{16}$ m^{-3}), devient supérieure à l'énergie due à E_r quand la densité augmente. Mais c'est toujours l'énergie due à E_z qui domine dans la pulpart des cas.

Regardons l'influence du rayon a du plasma à $n = 10^{19}$ m^{-3} (fig. 2.8). Les énergies dans le plasma diminuent lorsque le rayon augmente (sauf W_M qui augmente très légèrement aux grands $\frac{\omega}{\omega_p}$), ce qui à fortiori entraîne que les champs soient plus faibles comme on l'a vu plus haut. L'allure des courbes d'énergies reste inchangée et ne dépend pas de a. L'énergie totale dans tout l'espace W_T décroît aussi quand le rayon a augmente. De même, si on effectue le calcul de la densité de puissance absorbée par le plasma, on verra qu'elle décroît avec le rayon.

b) Structure à trois milieux (ω = constante)

* Distribution radiale des champs

Plaçons-nous sur un point de la courbe de phase en prenant
$\omega = 2\pi \times 200$ MHz
$n = 10^{19}\ m^{-3}$.

Le comportement relatif des champs dans le plasma et à l'extérieur (fig. 9) est exactement le même qu'avec la structure à deux milieux. Les remarques spécifiques à la structure à trois milieux sont les suivantes :

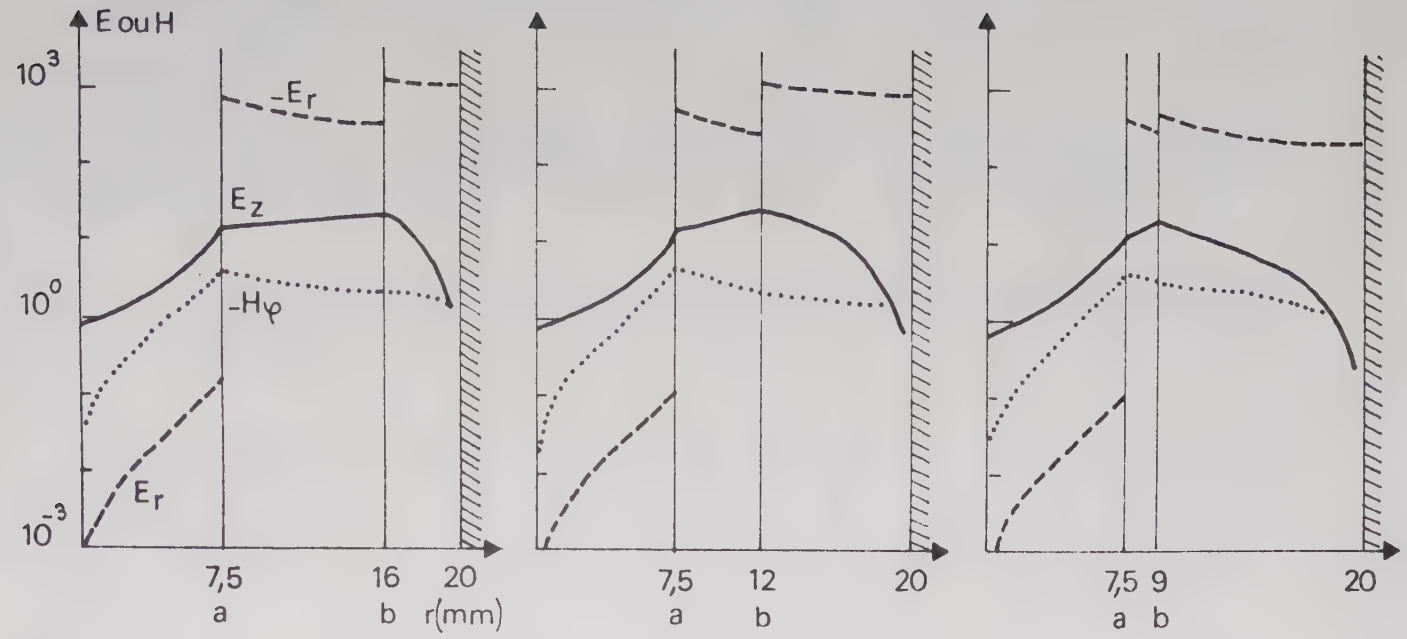
- E_z croît de l'intérieur du plasma jusqu'à la paroi extérieure du diélectrique et décroît après, tandis que E_r et H_φ croissent jusqu'à la paroi intérieure seulement. Pour r = b, notons toujours la discontinuité de E_r :

$$\frac{E_r(b)_{verre}}{E_r(b)_{air}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_v} = \frac{1}{4}$$

- On peut aussi regarder l'influence de l'épaisseur du diélectrique en gardant a constant et en variant b (fig. 2.9.a). Cette influence est très faible sur les champs dans le plasma. Lorsque l'épaisseur augmente, cela fait augmenter très légèrement leur intensité. On peut en conclure que les milieux extérieurs au plasma n'influencent que très peu la distribution des champs dans le plasma ; que l'on mette un guide métallique ou non (à condition qu'il soit assez loin du plasma), que l'on ajoute encore plusieurs épaisseurs de diélectrique (refroidissement par un liquide donné par exemple), cela ne modifie pas globalement les composantes de champ dans le plasma, pourvu que a soit toujours le même.

- Par contre, l'influence du rayon du tube diélectrique n'est pas du tout négligeable. Pour la voir, varions maintenant a et b en même temps en gardant l'épaisseur a-b constante (fig. 2.9.b). Quand a et b diminuent :

a)



b)

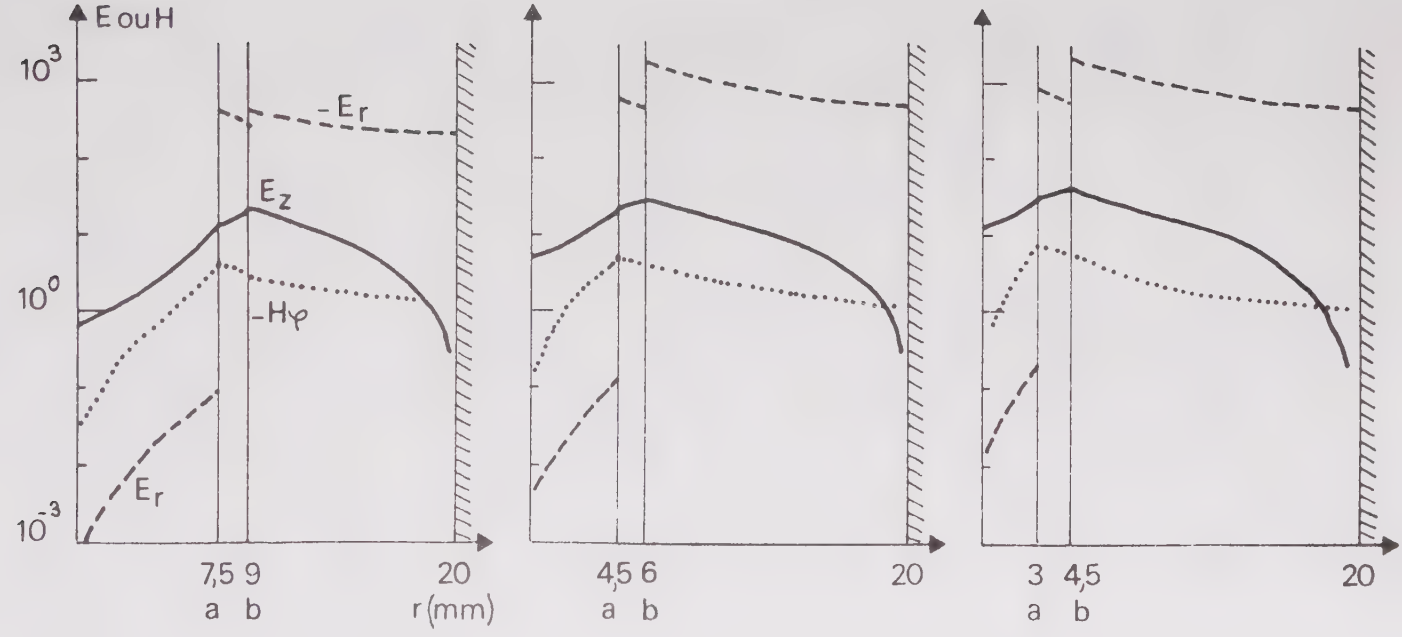


FIGURE 2.9 - Distribution radiale des champs (pour 1 W de Pinc). Paramètres : a et b.

a) Influence de l'épaisseur du diélectrique

b) Influence du rayon a du plasma

—— Composante E_z (en V/m)

--- Composante E_r ou $-E_r$ (en V/m)

... Composante $-H_\varphi$ (en A.tours/m)

d = 20 mm
$\varepsilon = 1$, $\varepsilon_v = 4$
$\omega = 2\pi \times 200$ MHz
$n = 10^{19}$ m^{-3}

. dans le plasma : tous les champs augmentent sensiblement, pour r donné. Quant au champ dominant E_z, son profil devient de plus en plus plat.

. à l'extérieur : au voisinage du tube les champs diminuent très légèrement seulement.

* Champs au bord du plasma (r = a) et énergies dans le plasma

La figure 2.10 représente les maximas des champs dans le plasma (champ pour r = a) en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$ avec pour paramètre la fréquence de l'onde. Leurs variations ont exactement la même allure qu'avec la structure à deux milieux. Quand la fréquence f augmente, les champs E_z et E_r décroissent, tandis que le champ $|H_\varphi|$ augmente. C'est évidemment toujours le champ E_z qui est dominant.

Les variations des énergies (fig. 2.11) suivent bien celles des champs correspondants, avec une sorte de saturation vers les hautes fréquences ($f \geq 2\,450$ MHz), c'est-à-dire que l'influence de la fréquence devient de moins en moins sensible. Simultanément, l'écart entre les énergies se réduit.

Considérons le rapport de l'énergie électromagnétique se propageant dans le plasma sur l'énergie totale de l'onde (fig. 2.12) : $\frac{W_{p\ell}}{\overline{W}}$. On voit que quand $\frac{\omega}{\omega_p} \to 0$, ce rapport tend vers zéro, ce qui veut dire que dans le cas électromagnétique, l'énergie se propage surtout à l'extérieur du plasma, ce dernier jouant un rôle analogue à un guide métallique. Dans le cas de l'hypothèse quasi-statique, $\frac{W_{p\ell}}{\overline{W}}$ est sensiblement égale à $\frac{1}{2}$, valeur qui est indépendante de la fréquence de l'onde ; cela vient du fait que dans ce cas, la courbe de phase est universelle, $\frac{\omega}{\omega_p}$ tend vers $\frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}}$ quelle que soit la fréquence. Dans le cas général intermédiaire, $\frac{W_{p\ell}}{\overline{W}}$ est d'autant plus petit que la fréquence f de l'onde utilisée est grande, car comme on le sait, plus f est grande et plus l'état quasi-statique est atteint pour des $\frac{\omega}{\omega_p}$ grands.

2.3.3. VITESSES DE PHASE ET DE GROUPE - ATTENUATION

Pour une structure à deux milieux correspondant au cas réel d'une torche à plasma dans l'air libre par exemple, le rôle de la diffusion est très important, il n'y a pour ainsi dire presque pas de propagation, et l'atténuation n'est pas du tout un problème d'ondes. C'est pourquoi, l'étude de v_φ, v_g et α n'a de sens que lorsque le plasma est enfermé dans un tube diélectrique. Nous allons donc étudier leurs variations pour la structure à trois milieux seulement, avec pour paramètre la fréquence f de l'onde.

a) v_φ et v_g

Pour une fréquence donnée, on a toujours (fig. 2.13) $v_g < v_\varphi$ car (éq.(2.36) et (2.37)) : $v_g = \frac{P}{\overline{W}}$ et $v_\varphi = \frac{P}{2W_{\varepsilon\,\text{transverse}}}$ et (éq.(2.30) à (2.33)) : $2W_{\varepsilon\,\text{transverse}} < 2W_\varepsilon = 2W_M < \overline{W}$ comme le montre la figure 2.11. On observe aussi que v_g décroît beaucoup plus vite que v_φ en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$.

. Dans le cas électromagnétique ($\beta \to 0$), on a $v_\varphi \simeq v_g$. Cela peut se voir sur la courbe de dispersion à l'origine mais aussi d'une façon analytique ; en effet, dans ce cas, d'après la figure 2.12, toute l'énergie se trouve à l'extérieur où : $W_{\varepsilon\,\text{transverse}} \simeq W_\varepsilon$ car c'est le champ E_r qui domine

$W_K = 0$ (énergie cinétique des électrons éq.(2.29))

donc (éq.(2.30) à (2.33)) : $\overline{W} = W_E + W_K + W_M$

$= W_{\varepsilon\,\text{transverse}} + W_M$

$= 2W_{\varepsilon\,\text{transverse}}$

. Dans le cas de l'hypothèse quasi-statique ($\beta \to \infty$), on a $v_g << c$, ce qui se traduit par la coupure, la propagation n'étant plus possible. Là encore, on peut voir aisément ce résultat aussi

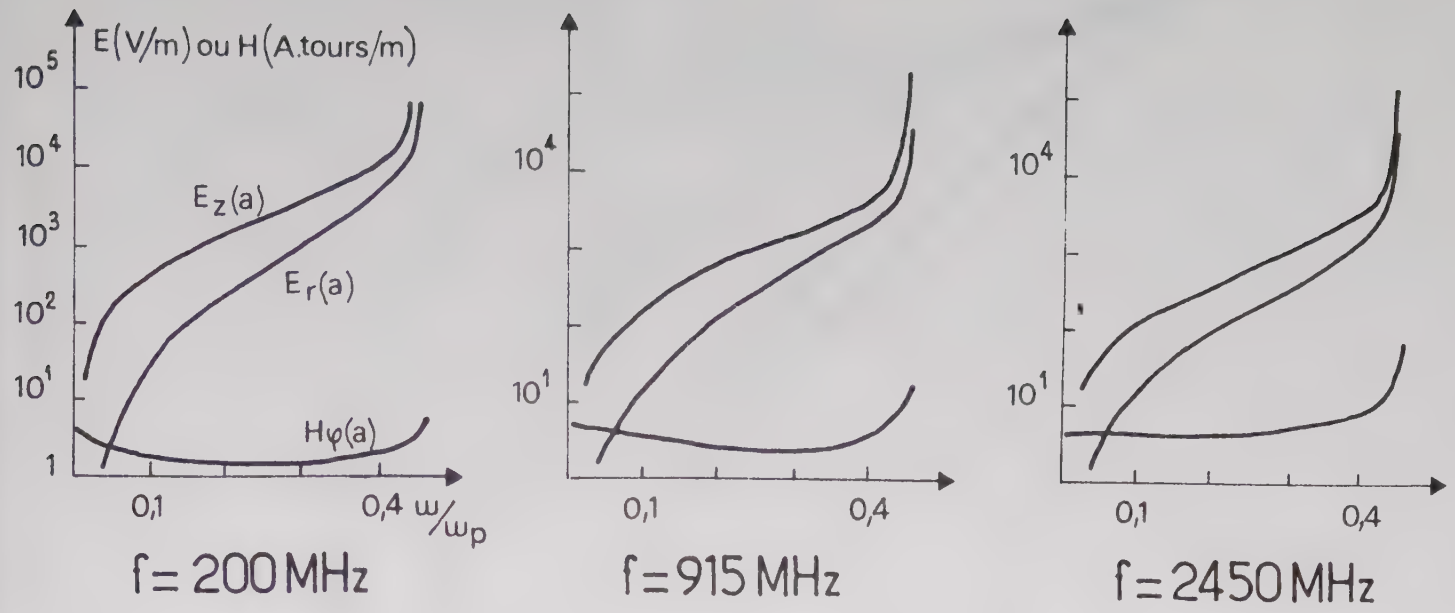


FIGURE 2.10 - Champs dans le plasma, pour r = a (normalisés pour 1 W de Pinc
Influence de la fréquence f de l'onde.

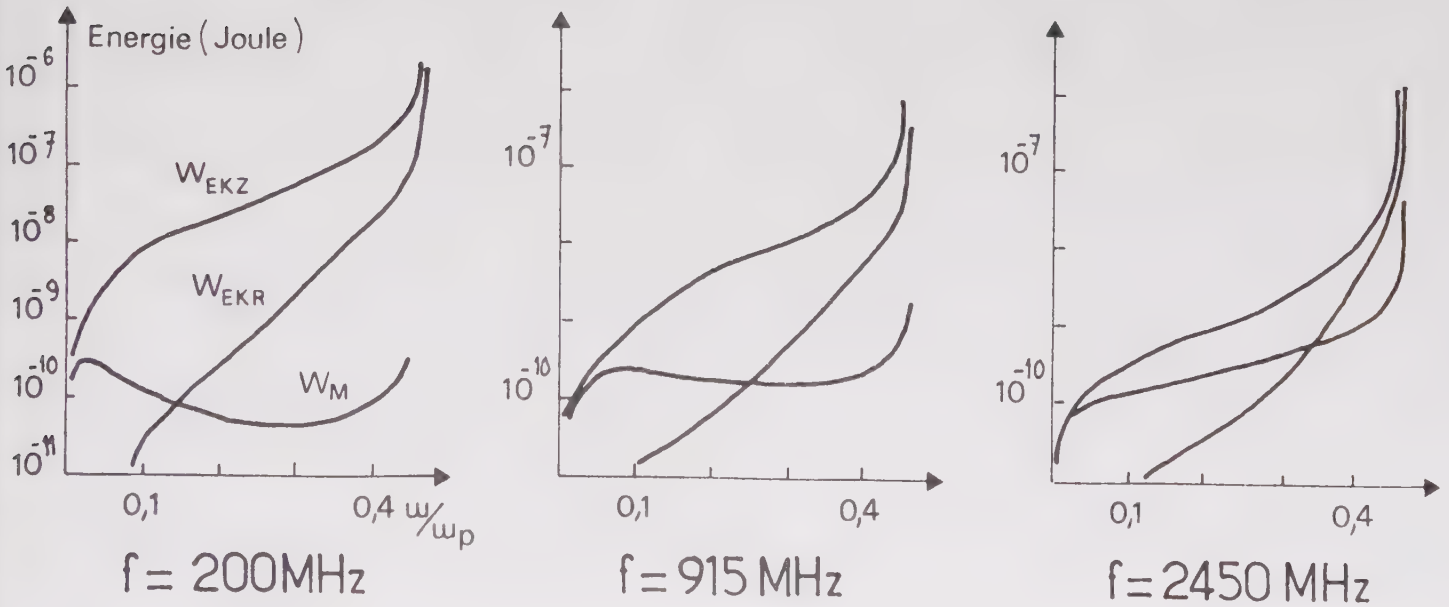


FIGURE 2.11 - Energies dans le plasma (normalisés pour 1 W de Pinc)
Influence de la fréquence f de l'onde.

a = 7,5 mm	$\varepsilon = 1$
b = 9 mm	$\varepsilon_v = 4$
d = 20 mm	$\omega = 2\pi \times f$

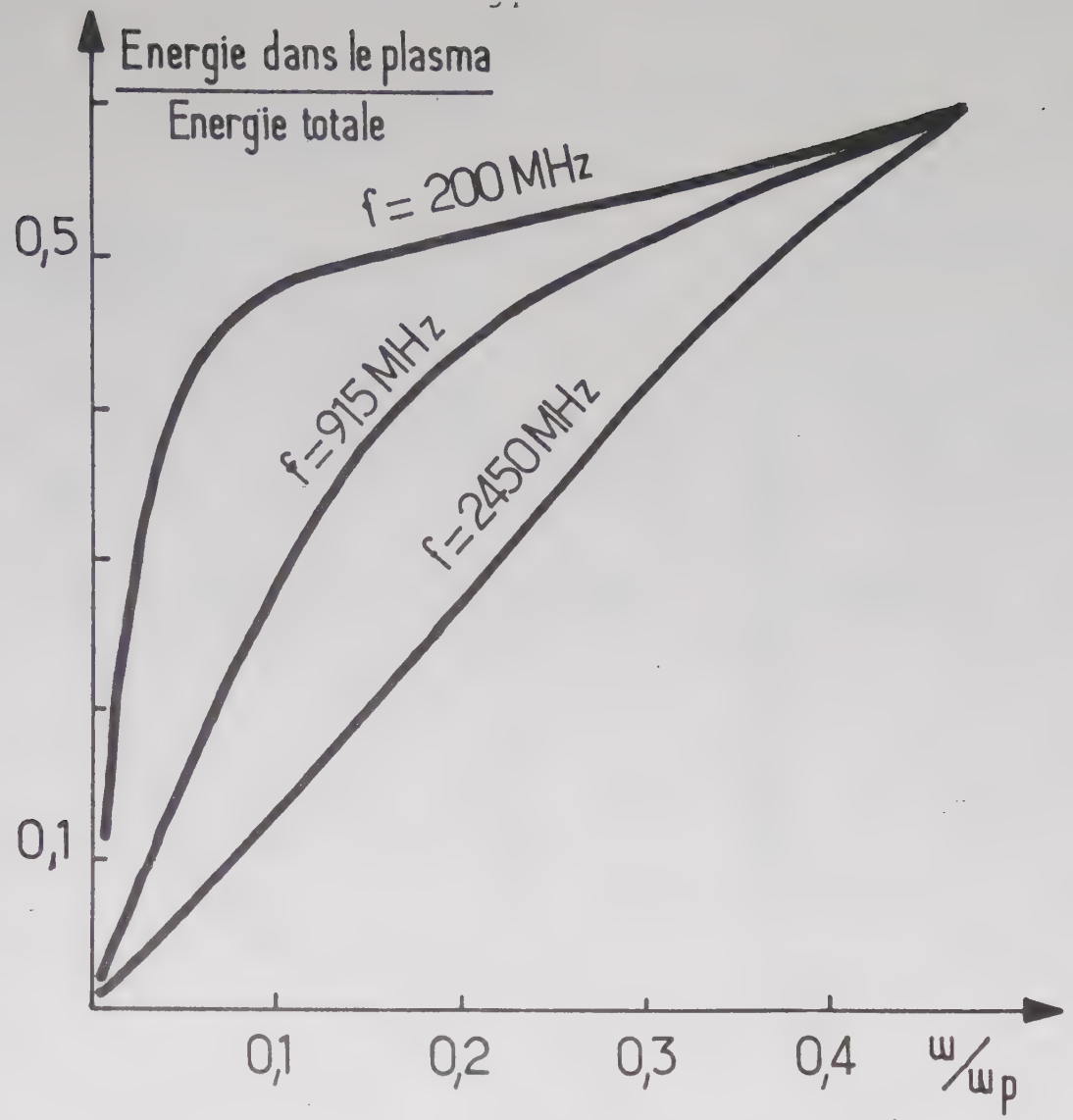
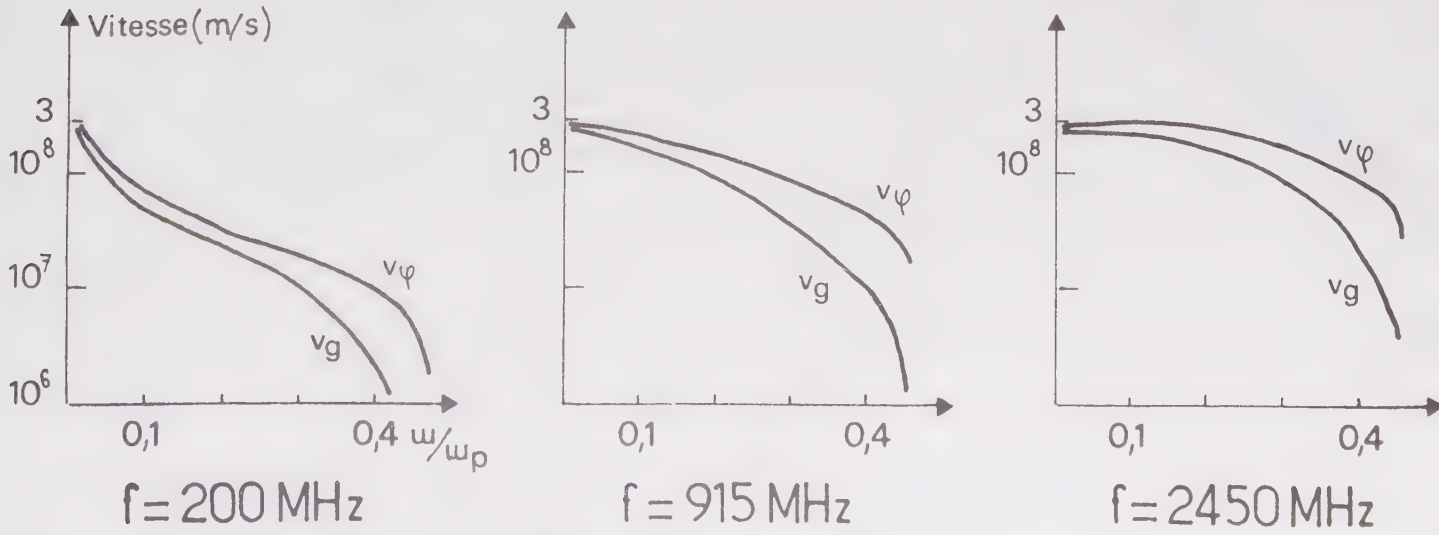


FIGURE 2.12 - Rapport de l'énergie dans le plasma sur l'énergie totale en fonction de ω/ω_p. Influence de la fréquence f de l'onde.

FIGURE 2.13 - Vitesses de phase et de groupe en fonction de ω/ω_p. Influence de la fréquence f de l'onde.



a = 7,5 mm		ε	= 1
b = 9 mm		ε_v	= 4
d = 20 mm		ω	= $2\pi \times f$

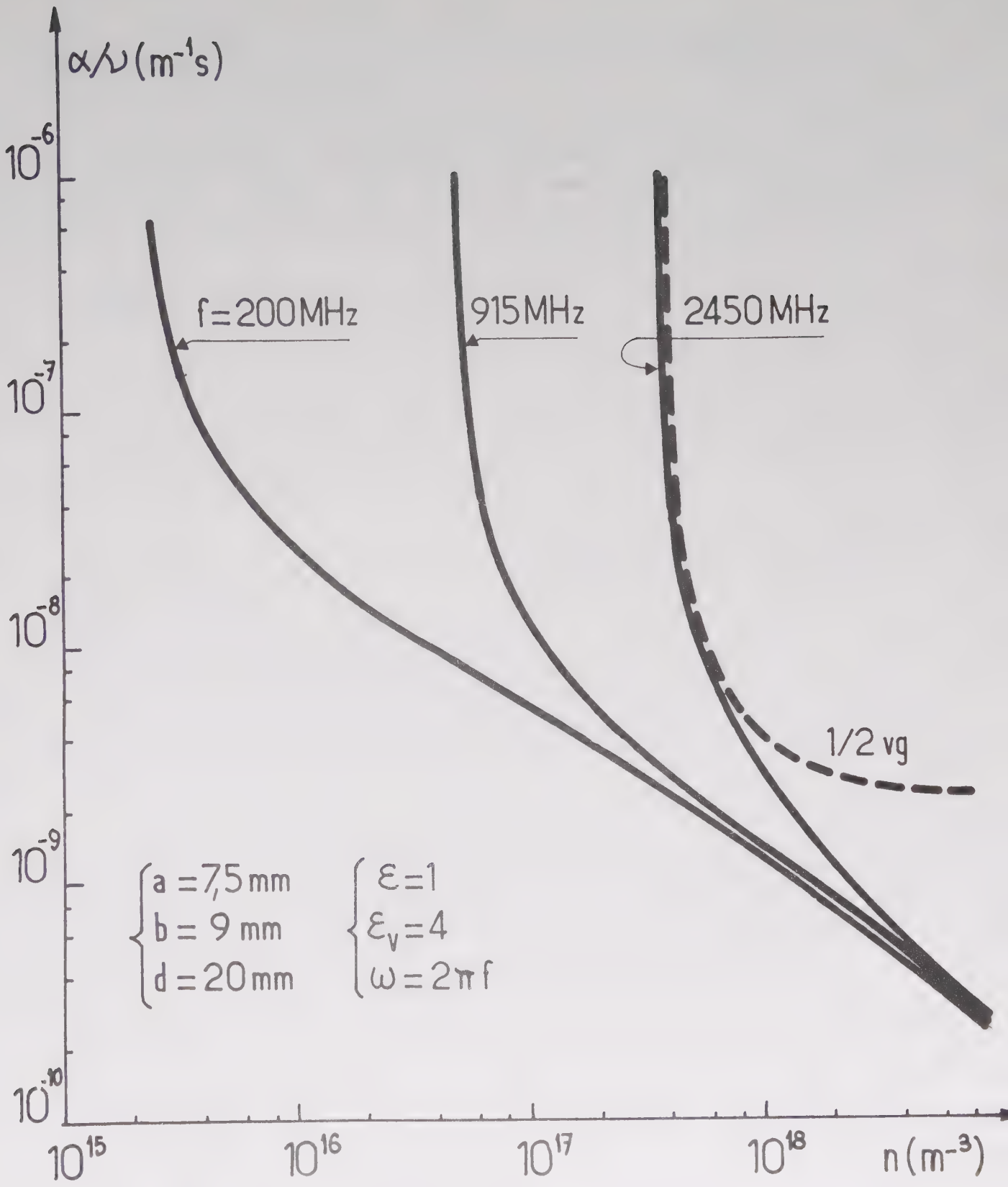


FIGURE 2.14 - Atténuation normalisée par rapport à la fréquence de collision, en fonction de n - Paramètre : f

bien d'après la courbe de dispersion dans sa partie horizontale que d'une façon analytique.

D'autre part, quand la fréquence f augmente, v_φ et v_g augmentent, avec toujours une sorte de saturation vers les hautes fréquences, due au fait qu'on doit avoir v_g et $v_\varphi < c$.

b) Atténuation α

Rappelons la définition de α (éq.(2.42)) : $\alpha = \frac{\nu}{2v_g}(1 - \frac{W_M}{W_E})$.

Les courbes de la figure 2.14 représentent $\frac{\alpha}{\nu}$, l'atténuation normalisée par rapport à la fréquence de collision effective en fonction de la densité électronique.

- Pour un rayon a du plasma donné, α croît évidemment dans le sens inverse de v_g.

. Dans le cas électromagnétique où $W_E \simeq W_M$,
$\beta \to 0 \Leftrightarrow n \to \infty$: α tend vers zéro comme on peut le voir sur la courbe de dispersion à l'origine mais aussi à l'aide de l'équation (2.42).

. Dans le cas quasi-statique où $W_E >> W_M$,
$\beta \to \infty \Leftrightarrow n \to n_c$: α tend vers $\frac{\nu}{2v_g}$ (éq.(2.42)). On a représenté en pointillé la courbe $\frac{\alpha}{\nu} = \frac{1}{2v_g}$, et cela à la plus grande fréquence f = 2 450 MHz, car c'est le cas où la courbe de phase atteint le plus lentement l'état quasi-statique.

Donc, quand $n \to n_c$, $\alpha \to \infty$. Cela traduit aussi la coupure car l'onde ne peut plus se propager, l'atténuation étant trop grande.

- Quand le rayon a du plasma diminue, cela fait baisser la courbe de dispersion (paragraphe 2.3.1), donc pour $\frac{\omega}{\omega_p}$ donné, v_g est plus petite, donc l'atténuation α augmente (à ν = constante).

2.4. INFLUENCE DES COLLISIONS

Jusqu'à présent, pour simplifier les calculs, on a négligé les fréquences de collisions ν_{ei} et ν_{em} devant la fréquence angulaire propre de l'onde. Mais on ne peut plus le faire lorsqu'on travaille à haute pression ou à fréquence basse, c'est pourquoi, il est intéressant d'introduire dans les calculs une fréquence de collision effective ν pour les électrons. Les variables du problème deviennent ainsi des nombres complexes. Voyons quelle en est l'influence sur la courbe de dispersion, ainsi que sur les valeurs de l'atténuation α.

Les autres hypothèses étant conservées, on pose :

$$\vec{E} = \vec{E}_o e^{j\omega t} e^{-\gamma z}, \text{ où } \gamma = \alpha + j\beta \qquad (2.46)$$

et la constante diélectrique du plasma est maintenant complexe :

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - j\,\frac{\nu}{\omega}\,\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \qquad (2.47)$$

2.4.1. PRINCIPE DU CALCUL

En posant $E_z = E_o F(r)$, on doit obtenir les mêmes types d'équation qu'au 2°) dont la solution doit être complexe :

$$F(r) = AJ_o(kr) + BH_o^{(1)}(kr) \qquad (2.48)$$

où . $H_o^{(1)} = J_o + jY_o$ est une fonction de Hankel ou fonction de Bessel de 3^e espèce, 1er ordre

. k est complexe et a pour valeur

dans le plasma : $k^2 = p^2 = k_o^2 \varepsilon_p + \gamma^2$ (2.49)

dans le diélectrique : $k^2 = S^2 = k_o^2 \varepsilon_v + \gamma^2$ (2.50)

à l'extérieur : $k^2 = q^2 = k_o^2 \varepsilon + \gamma^2$ (2.51)

Remarques sur le choix de la fonction F(r)

. On ne peut pas utiliser tout simplement les fonctions de Bessel de 2^{e} espèce Y_n car elles ne tendent pas vers zéro pour $|k_r| \to \infty$, mais les fonctions H_n qui ont la propriété de décroître quand $|kr| \to \infty$.

. On doit utiliser la fonction $H_o^{(1)}$ et non $H_o^{(2)}$ bien que toutes les deux décroissent à l'infini car on doit retrouver lorsque $\nu = 0$, la solution (éq.(2.22)) $AI_o(jkr) + BK_o(jkr)$, étant données les relations [22] :

$$I_o(x) = J_o(jx) \qquad (2.52)$$

où x réel

$$K_o(x) = j\,\frac{\pi}{2}\,H_o^{(1)}(jx) \qquad (2.53)$$

. Quand $|kr| \to \infty$, $\quad |J_o(kr)| \to \infty$

$|kr| \to 0$, $\quad |H_o^{(1)}(kr)| \to \infty$

On ne doit ainsi garder que les fonctions appropriées, suivant qu'on est dans le plasma (où kr peut tendre vers 0) ou à l'extérieur (où $|kr|$ peut tendre vers l'infini).

Il est à noter aussi que $H_o^{(1)}$ décroît à l'infini, à condition de choisir la racine de qr telle que $\mathrm{Im}(qr) > 0$.

En écrivant les équations de continuité avec les expressions des composantes de champ dans les divers milieux, on obtient l'équation de dispersion. Comme précédemment, on n'a de solution qu'avec 3 composantes E_z, E_r, H_φ.

Le calcul ne peut se faire que numériquement, sur ordinateur. L'équation de dispersion peut se mettre sous la forme d'une fonction à deux variables complexes :

$$f(X,Y) = 0 \quad \text{où} \quad 0 < Y = \frac{\omega}{\omega_p} < \frac{1}{\sqrt{1 + \varepsilon_v}}$$

$$X = \alpha + j\beta$$

Pour la résoudre, on se donne Y et on cherche X tel que $f(X,Y) = 0$. Le sous-programme de résolution de telles équations à variables complexes n'étant pas disponible ici au Centre de Calcul, on est obligé de ramener le problème à un calcul avec des variables réelles.

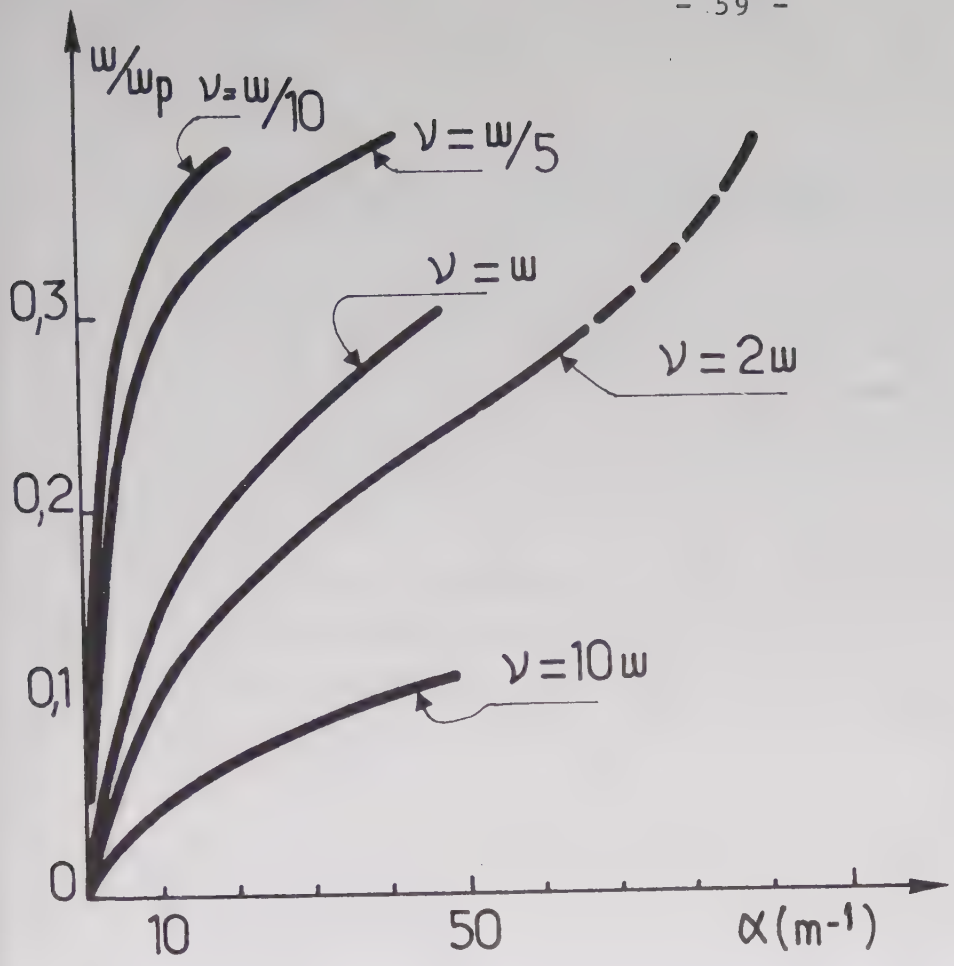
En sachant que $f(X,Y) = 0 \Leftrightarrow \|f(X,Y)\| = 0$ a une solution puisque c'est un problème physique, il suffit de chercher le plus petit minimum de la norme $\|f(X,Y)\|$ qui sera zéro. On a donc utilisé le "sous-programme de minimisation POWELL" du Centre de Calcul qui peut minimiser la fonction réelle $\|f(X,Y)\|$ à 2 variables réelles indépendantes α et β, $Y = \frac{\omega}{\omega_p}$ étant donné.

Notons aussi qu'on a intérêt à prendre les précautions nécessaires en ce qui concerne l'interprétation des résultats du calcul numérique. Comme c'est plutôt $f(x,y)$ qu'on veut minimiser et non $\|f(x,y)\|$, il faut s'assurer que près du zéro de $\|f(x,y)\|$, $f(x,y)$ a ses parties réelle et imaginaire petites et du même ordre de grandeur pour que l'ordinateur ne minimise pas seulement l'une des deux. Sinon il faut changer l'écriture de $\|f(x,y)\|$ pour éviter les pertes de précision dues aux troncatures bien spécifiques au calcul numérique.

2.4.2. PHASE β ET ATTENUATION α

Considérons les courbes de la figure 2.15 représentant $\frac{\omega}{\omega_p}$ en fonction de α et β à la même échelle, avec pour paramètre la fréquence de collision effective ν.

a) Dans le cas peu collisionnel ($\nu \leq \frac{\omega}{10}$) : la courbe de phase est sensiblement identique à celle calculée sans collision ; l'atténuation correspond bien à celle calculée par le calcul de perturbation et est bien proportionnelle à ν, cela sensiblement jusqu'à $\nu = \frac{\omega}{5}$ même.



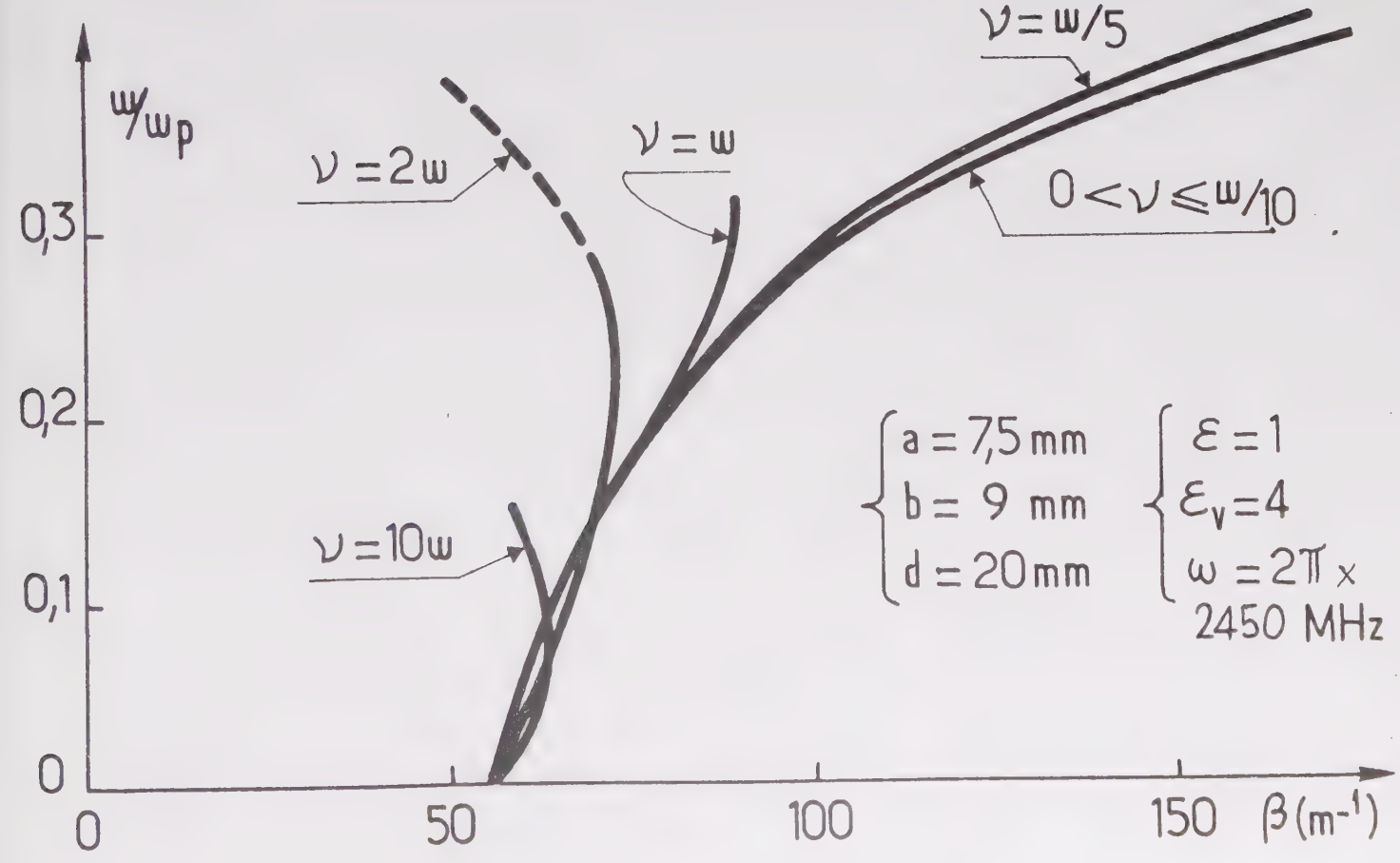


FIGURE 2.15 - Phase β et atténuation α en fonction de ω/ω_p. Paramètre : ν

b) Dans le cas fortement collisionnel ($\nu > \omega$)

. La courbe de phase est d'autant plus déformée vers les grands $\frac{\omega}{\omega_p}$ que ν est grande. Au fur et à mesure qu'on augmente $\frac{\omega}{\omega_p}$, β ne peut plus tendre vers l'infini comme dans le cas $\nu = 0$, mais a tendance à revenir à des valeurs plus faibles même que k_o. Cette limitation des valeurs de β est due à ce que simultanément α tend vers l'infini. P.K.Cibin [25] est arrivé au même résultat, quoique dans un cas plus simple. En fait, physiquement, lorsque α devient du même ordre de grandeur que β, l'onde est fortement atténuée. Autrement dit, sur la courbe de phase, toutes les branches où $\frac{\omega}{\omega_p} > \frac{\omega}{\omega_p}\ (\beta = \beta_{max})$ n'ont pas de signification physique.

. Si l'on admet que pour qu'il y ait propagation, il faut que $\beta > \alpha$, on voit d'après la figure 2.15 (courbes en trait plein) que la propagation est toujours possible même pour les grandes valeurs de ν. Comme α tend plus vite vers l'infini et ce d'autant plus que ν est grande devant ω, dans les cas très collisionnels, on est pratiquement limité aux faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$ où la courbe de dispersion est presqu'une droite. Cela revient à dire qu'à très haute pression ou très basse fréquence, le milieu n'est plus dispersif, on a $v_\varphi \simeq v_g$.

D'autre part, le fait que la propagation dans un cas très collisionnel n'est possible que pour $\frac{\omega}{\omega_p}$ petit se justifie aussi du point de vue énergétique : comme on va le voir ci-dessous à propos de la pénétration du champ électromagnétique, c'est justement pour $\frac{\omega}{\omega_p}$ petit que l'énergie se propage surtout à l'extérieur du plasma, ce qui limite donc les pertes dues aux collisions. Notons que pour la même raison physique, quand $\nu \geq \omega$, l'augmentation de α est plus faible et n'est plus proportionnelle à ν.

. La courbe de phase avec $\nu \neq 0$ est au-dessus de celle avec $\nu = 0$ pour les grandes valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$ et elle est au-dessous pour les très faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_p}$ (c'est la même chose pour la courbe de dispersion). Il s'ensuit qu'il y a un point d'intersection entre les deux courbes, ce qui voudrait dire qu'il existe

une densité (ou une fréquence selon le cas) où l'on a les mêmes caractéristiques de phase qu'avec le cas non collisionnel. Ce point d'intersection se trouve à $\frac{\omega}{\omega_p}$ d'autant plus faible que ν est élevée.

L'existence à priori surprenante de ce point d'intersection peut être en fait expliquée par le calcul de perturbation, c'est-à-dire d'après l'équation (2.37) où l'on a : $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \frac{P}{W}$. Si on suppose que l'introduction de la fréquence de collision ν dans les expressions ne change pas sensiblement les distributions de puissance et d'énergie, on voit qu'à une petite variation de ω correspond une variation de β dans le même sens. Or, dans l'expression (2.47) de ε_p, ν contribue à augmenter la fréquence ω dans le terme $\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}$ (dans la partie réelle et imaginaire) mais aussi à la diminuer dans le terme $\frac{\nu}{\omega}$ (dans la partie imaginaire). Donc, pour les grands ω_p, on peut considérer que la "fréquence effective" $\nu^2 + \omega^2$ a augmenté, il s'ensuit une augmentation de β. Pour les petits ω_p, le terme $\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2}$ est négligeable devant la partie imaginaire d'autant plus que ν est grand devant ω, donc la "fréquence effective" $\frac{\omega}{\nu}$ a diminué, il s'ensuit une diminution de β.

C'est à cause de ces deux effets inverses de ν qu'il y a un point d'intersection sur les différentes courbes de dispersion.

. L'expression de ε_p nous montre aussi que l'analogie couramment admise entre un plasma collisionnel et un métal doit être interprétée avec certaines précautions. En effet, à $\frac{\omega}{\omega_p}$ donné, plus on augmente ν, plus la partie imaginaire de ε_p augmente, ce qui veut dire que le plasma a un caractère plus métallique ; cependant la partie réelle augmente en même temps, ce qui veut dire que le plasma ne peut pas être considéré comme de purs conducteurs .

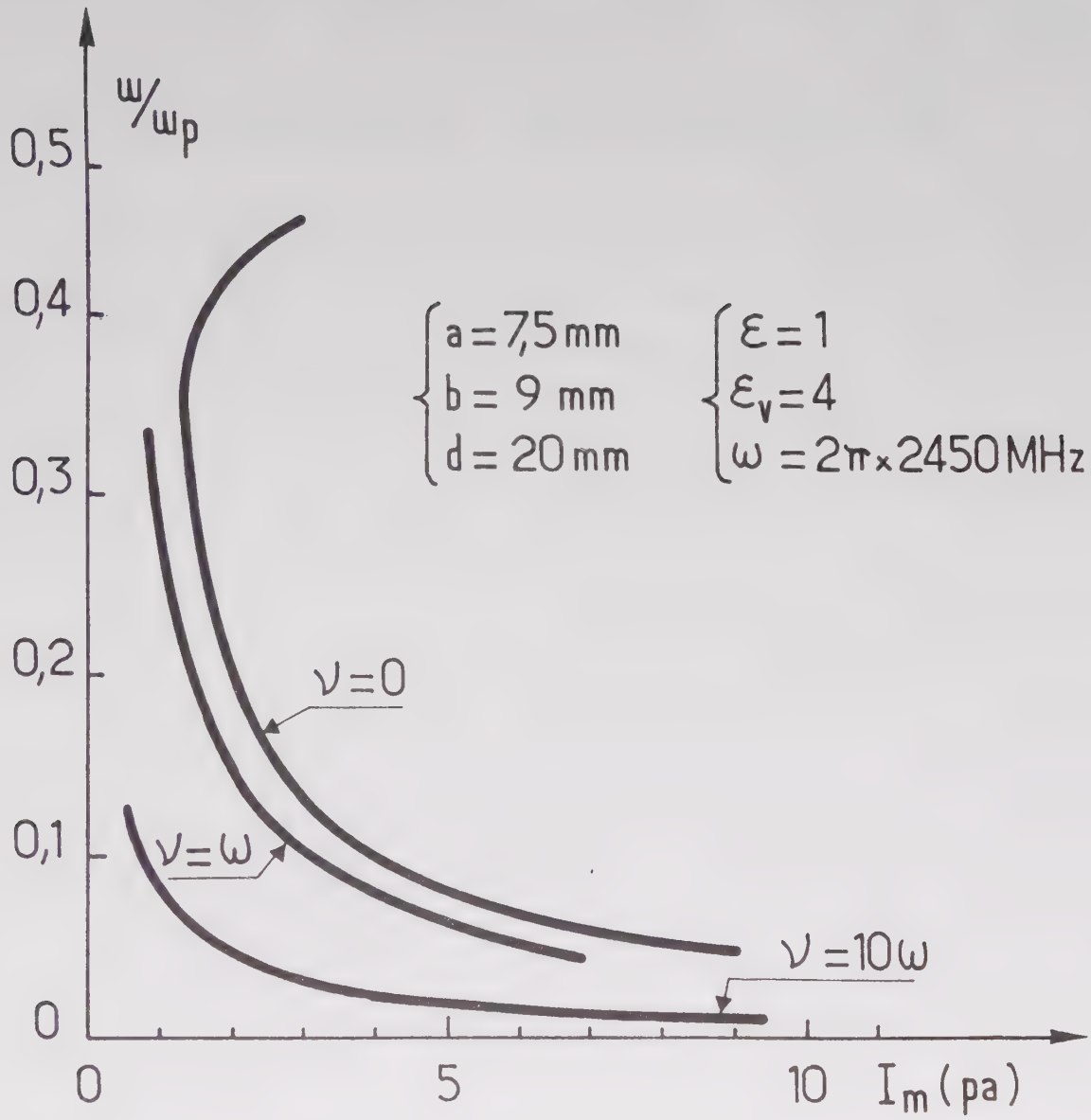


FIGURE 2.16 - Variation de la partie imaginaire de pa en fonction de ω/ω_p - Paramètre : ν

. En comparant le cas "avec guide" avec celui "sans guide", on obtient le même résultat qu'avec le cas non collisionnel : la courbe de phase "avec guide" est en-dessous de celle "sans guide", c'est-à-dire que pour $\frac{\omega}{\omega_p}$ donné, α et β sont plus grands.

2.4.3. PENETRATION DES CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES

Regardons les variations de pa en fonction de $\frac{\omega}{\omega_p}$. Elles nous donnent une idée sur la pente du profil radial des champs électromagnétiques dans le plasma qui sont en $J_o(pa)$ ou $J_1(pa)$, donc sur leur pénétration. Physiquement, ce sont les modules de ces champs qui doivent être pris en compte, et on sait que [26] $|J_o(pa)|$ et $|J_1(pa)|$ croissent très vite en fonction de la partie imaginaire de pa (et ne dépendent pratiquement pas de sa partie réelle, du moins pour $Im(pa) > 1$).

On voit que (fig. 2.16), à ν = cste, et pour $\frac{\omega}{\omega_p} < 0,4$, la pénétration des champs augmente lorsque la densité diminue. Par contre, lorsque cette densité est trop petite, $\frac{\omega}{\omega_p} \geq 0,4$, les champs pénètrent moins dans le plasma. Ce dernier effet semble être neutralisé au fur et à mesure qu'il y a plus de collisions. De toute façon, pour ω_p donné, plus ν est grande et plus les champs électromagnétiques pénètrent profondément dans le plasma, ce qui est normal puisque les pertes dues aux collisions augmentent. On voit là encore une différence entre un plasma collisionnel et un métal. En effet, l'épaisseur de peau d'un conducteur s'écrit dans le cas d'un fil cylindrique :

$$d = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \qquad (2.54)$$

où σ est la conductivité du métal [27] ; plus un métal est conducteur, plus σ augmente et d diminue, l'onde électromagnétique qui s'y propage reste plus limitée à la surface, ce qui diminue les pertes dues à la résistance du fil. Or on observe l'effet inverse pour un plasma lorsque ν augmente.

2.5. CONCLUSION

Cette étude explicite du mode à symétrie azimutale ($m = 0$) nous a fait connaître le sens de variation des caractéristiques de la propagation en fonction des principaux paramètres de la décharge tels que les dimensions du tube de plasma ou la fréquence de l'onde utilisée. Ces informations sont pratiquement suffisantes pour prévoir le genre de décharge microonde qu'on va obtenir à partir des données concernant sa création. Suivant chaque cas d'utilisation spécifique, on sait donc aussi dans quelles conditions il faut se placer pour obtenir la décharge ayant les caractéristiques voulues. Pour cela, il est intéressant de retenir les points essentiels :

- dans la plupart des cas, à l'intérieur du plasma c'est la composante E_z qui domine, tandis qu'à l'extérieur c'est E_r.

- le champ électromagnétique est maximal à la paroi. Il s'ensuit que les densités de certains composants du plasma, comme les atomes excités, les métastables par exemple, peuvent ne pas être négligeables près de la paroi. Le profil radial de densité pour ces particules peut même présenter des bosses de maximum près de la paroi et un creux au centre du plasma [24]. Toute comparaison entre une décharge créée par onde de surface et une colonne positive doit donc être faite avec précaution. Si on veut avoir un profil radial de champ assez aplati, on peut se placer à faible densité électronique, ou on peut encore diminuer le rayon du tube de plasma.

- la répartition de l'énergie entre les différents milieux de la décharge dépend de la valeur de $\frac{\omega}{\omega_p}$. Dans le cas électromagnétique, l'énergie se propage surtout à l'extérieur du plasma, ce dernier ne jouant alors qu'un rôle analogue à celui d'un guide d'onde.

- on sait que quand $n \to n_c$, $\alpha \to \infty$, c'est la coupure car l'onde ne peut plus se propager. Comme n_c est proportionnel à f^2 et comme $n > n_c$, on voit que pour faire une décharge à grande densité électronique, il faut augmenter la fréquence de l'onde. Il est à noter que dans ce cas l'atténuation est plus forte et les champs dans le plasma plus faibles.

- lorsqu'on est dans le cas fortement collisionnel, c'est-à-dire à haute pression ou à faible fréquence d'excitation, le plasma se présente comme un milieu non dispersif ($v_g \simeq v_\varphi$). Par une partie imaginaire de ε_p non nulle, il présente un aspect plus métallique ; mais il ne faut pas oublier que c'est un métal avec plus de pertes aussi car le champ de l'onde pénètre plus profondément dans le plasma quand ν augmente.

o o
o

CHAPITRE 3

ETUDE LONGITUDINALE (mode m = 0)

Maintenant que nous connaissons les caractéristiques du mode à symétrie azimutale, il nous est possible d'étudier, en utilisant le formalisme du premier chapitre, quelle décharge il est possible d'obtenir. D'après l'équation (1.4) donnant la pente de la décroissance $\frac{dn}{dz}$ de la densité électronique le long de la décharge, cette décroissance ne dépend que de la relation liant α à n, et est indépendante de la puissance H.F. venant de l'excitation. Néanmoins, au point de vue physique, cette $Pinc_1$ joue quand même le rôle de détermination de la densité initiale. Avant d'entrer dans les détails de la description longitudinale de la décharge, explicitons tout de suite le rôle de la $Pinc_1$.

3.1. ROLE DE LA PUISSANCE INCIDENTE

On excite en un point z = 0 d'une colonne un champ électromagnétique de fréquence f et de puissance $Pinc_1$; la puissance absorbée dans un petit volume Sdz (S : section de la colonne) pour obtenir une densité n est égale à

$$Pabs = \theta n S dz \qquad (3.1)$$

où θ représente la puissance nécessaire pour avoir un électron. De plus la connaissance de l'équation de dispersion nous permet d'écrire que :

$$Pabs = Pinc_1(1 - e^{2\alpha(n)dz}) \simeq Pinc_1 2\alpha(n)dz \qquad (3.2)$$

La densité électronique que l'on obtiendra est donnée en égalant ces deux équations. Ces dernières sont respectivement représentées par les courbes (1) et (2) de la figure 3.1 donnant la puissance absorbée en fonction de n ; l'intersection de ces deux courbes donne la densité électronique au niveau du coupleur. On constate que :

- si l'on a une puissance incidente plus petite, la courbe (2) se déplacera vers la gauche et on aura une densité initiale plus petite.

- si la valeur de θ qui représente la puissance nécessaire pour créer un électron varie, la pente de la courbe (1) variera aussi. En particulier, l'hypothèse faite de θ indépendant de la puissance incidente donc de la valeur du champ électrique n'est sans doute pas tout à fait exacte ; dans ce cas, la courbe (1) n'est pas une droite.

On peut donc conclure que $\alpha = f(n)$ étant déterminée par la structure utilisée et θ étant caractérisé par le gaz utilisé, c'est la $Pinc_1$ qui détermine la densité électronique initiale.

Cette dernière étant connue, voyons comment sont la densité n et les caractéristiques de l'onde en différents points z de la décharge.

3.2. PRINCIPE DE CALCUL

Découpons la colonne de plasma en tranches d'épaisseur Δz égale et appliquons le calcul de proche en proche indiqué au chapitre 1. D'après les équations (1.1), (1.3) et (1.4), on voit qu'on est en présence d'un système où la Pinc, la Pabs et la densité n décroissent suivant z, ce qui revient dans notre cas à parcourir la courbe de phase dans le sens $\frac{\omega}{\omega_p}$ croissants, donc avec une atténuation croissante. La fin de la colonne se traduit par une densité approchant la densité critique n_c (donnée par l'éq.(2.44)), par une valeur trop faible de la Pinc pour créer

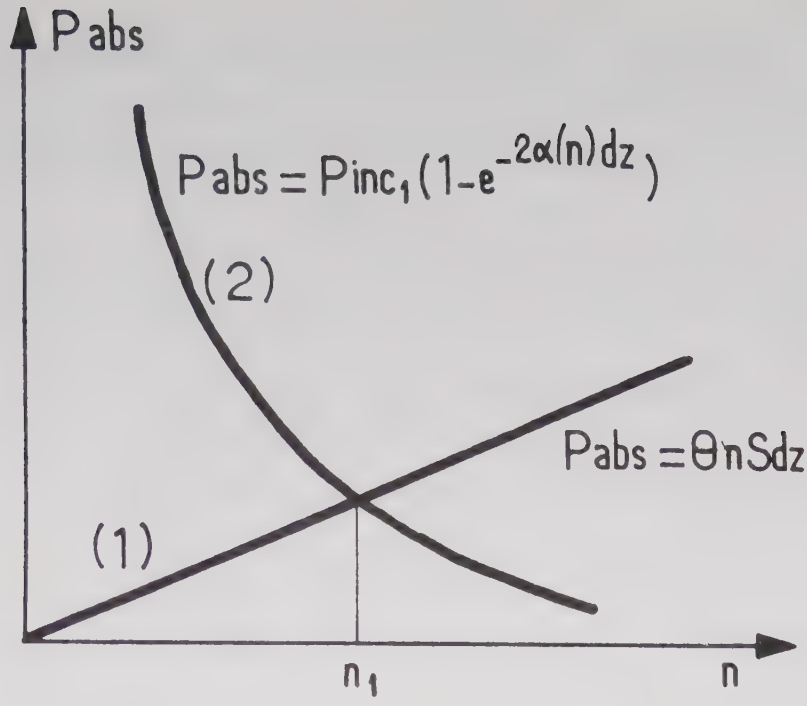
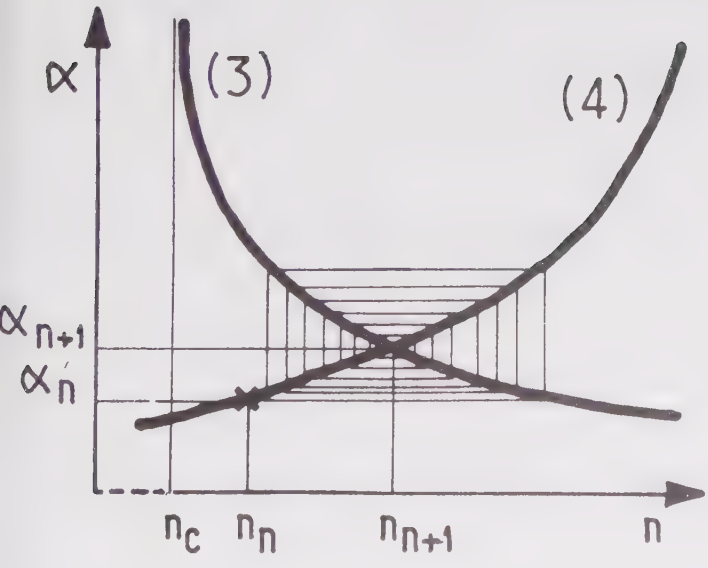
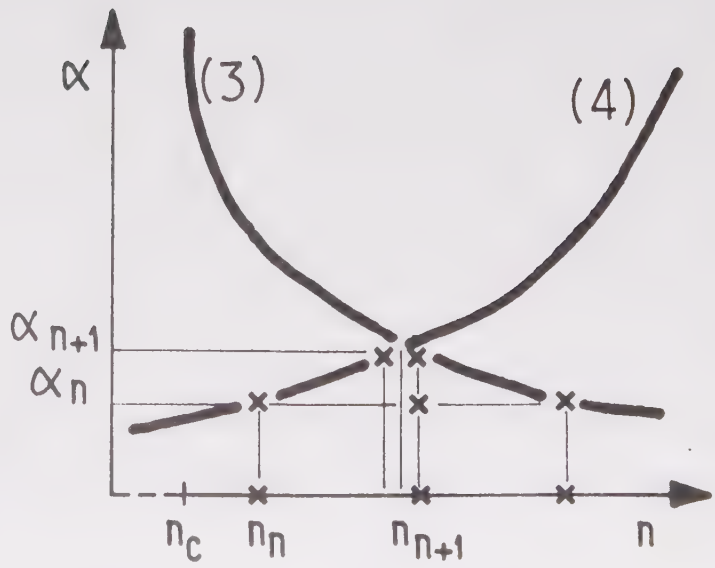


FIGURE 3.1 - Détermination de la densité initiale n_1



a) Convergence normale



b) Convergence à partir de la valeur moyenne des deux extrêmes

FIGURE 3.2 - Convergence vers l'intersection des courbes (3) et (4)

$n > n_c$ et celle trop grande de α qui tend vers l'infini ; autrement dit, la vitesse de groupe de l'onde est devenue trop faible (elle tend vers zéro) et celle-ci, on va le voir, ne se propage plus.

Contrairement à ce que nous avons dit au chapitre 1, nous ne résolverons pas l'équation (1.4) : $\frac{dn}{dz} = \frac{-2\alpha n}{1 - \frac{n}{\alpha}\frac{d\alpha}{dn}}$ mais le système formé par les équations (1.1), (1.2) et (1.3) :

$$\begin{cases} Pabs_n = Pinc_n(1 - e^{-2\alpha_n \Delta z}) \\ \alpha = f(n) \\ Pabs_n = \theta N_n \end{cases}$$

car pour chaque tranche d'indice n, nous nous intéressons non seulement à la densité et à la puissance absorbée, mais aussi à la distribution des champs de l'onde. Il est aussi important de noter que d'après le résultat du paragraphe précédent, pour une structure donnée, les valeurs de θ, de $Pinc_1$ et de la densité initiale sont liées ; la connaissance de deux d'entre elles suffit pour déterminer la troisième. Pour étudier les caractéristiques de la décharge suivant z, il n'est pas alors nécessaire d'avoir la valeur de θ.

3.3. METHODE DE CALCUL

La méthode de calcul de proche en proche est la suivante : on se donne pour la première tranche les deux paramètres $Pinc_1$ et n_1, et on effectue les calculs numériques :

$1^{ère}$ tranche : $Pinc_1, n_1 \xrightarrow{\text{courbe de disp.}} \alpha_1 \longrightarrow Pabs_1 \longrightarrow \theta = \dfrac{Pabs_1}{n_1 S \Delta z}$

2^{e} tranche : $Pinc_2, \theta, \alpha_1 \longrightarrow Pabs_2 \longrightarrow n_2 = \dfrac{Pabs_2}{\theta S \Delta z} \xrightarrow{\text{courbe de disp.}} \alpha_2$

itérations

3^{e} tranche : $Pinc_3, \theta, \alpha_3 \longrightarrow Pabs_3 \longrightarrow n_3 = \dfrac{Pabs_3}{\theta S \Delta z} \xrightarrow{\text{courbe de disp.}} \alpha_3$

itérations

..... et ainsi de suite.

Remarquons que d'après cette méthode, ce sont $Pinc_1$ et n_1 qui sont introduits comme paramètres indépendants et c'est qui est déterminé. Vérifions que la décroissance de n est toujours indépendante de la Pinc :

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{Pabs_1}{Pabs_2} = \frac{1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z}}{e^{-2\alpha_1 \Delta z}\left(1 - e^{-2\alpha_2 \Delta z}\right)} \qquad (3.2)$$

Dans une tranche donnée, les itérations servent à calculer la bonne valeur de l'atténuation α (et par suite n), à partir de la valeur α de la tranche précédente qui est plus faible. En fait, le système d'équations (1.1) à (1.3) se ramène à un système à 2 équations :

$$\begin{cases} \alpha = f(n) & (3.3) \\ \alpha = -\dfrac{1}{2\Delta z} \operatorname{Log}\left(1 - \dfrac{\theta S \Delta z}{Pinc} n\right) & (3.4) \end{cases}$$

Donc la méthode itérative permet de converger vers l'intersection des deux courbes (3) et (4) de la figure 3.2 où la courbe (3) (représentant l'équation (3.3)) reste immobile car elle est déduite de la courbe de dispersion, la courbe (4) (représentant l'éq.(3.4)) se déplaçant vers la gauche au fur et à mesure que la Pinc diminue.

En pratique, le processus de convergence est très lent (fig. 3.2.a), ce qui entraîne un très grand nombre d'itérations. Pour pallier à cet inconvénient, on itérera à partir de la valeur moyenne des deux valeurs extrêmes à chaque fois (fig. 3.2.b).

Le calcul tel qu'il a été fait permet de connaître en fonction de z : - la densité électronique
- la décroissance relative de la puissance de l'onde
- la variation relative des champs de l'onde.

3.4. LA DENSITE ELECTRONIQUE SUIVANT Z

La figure 3.3 donne un exemple de résultat obtenu pour une structure donnée et pour 2 valeurs de la fréquence de collision. On remarque que :

3.4.1. La densité décroît presque linéairement suivant z, ce qui signifie qu'on se rapproche plus ou moins du cas où (éq.(1.5) :

$$\alpha n = \text{constante.}$$

Les calculs que nous avons fait montrent que ceci est souvent le cas sauf lorsque n est très grand devant n_c, ou encore lorsque n est proche de n_c, où la décroissance de n suivant z est beaucoup plus rapide.

3.4.2. La colonne de plasma s'arrête brusquement (fig.3) et non pas progressivement comme on aurait pu le penser, ce qui rejoint les observations expérimentales : la longueur de la colonne de plasma est bien définie. Au point de vue du calcul numérique, on peut en principe atteindre la densité critique en diminuant l'épaisseur Δz des tranches à la fin ; mais cela nécessite un nombre d'itérations de plus en plus élevé car α

augmente très vite en fonction de n. C'est pourquoi, dans les prochaines courbes, on va garder Δz toujours constant, on ne cherchera plus à calculer très précisément la fin de colonne. On s'arrêtera ainsi à une densité s'approchant de la densité critique et la fin de la colonne de plasma sera connue à une précision de $\pm \frac{\Delta z}{2}$.

3.4.3. La pente $\frac{dn}{dz}$ pour une valeur de la densité donnée est proportionnelle à ν. En effet : α est proportionnel à ν et par suite $\frac{\alpha}{n} \frac{dn}{d\alpha}$ est indépendant de ν, et l'équation (1.4) devient :

$$\frac{dn}{dz} = - \nu . f(n) \qquad (3.5)$$

Lorsque αn = cste, c'est la pente en tout point qui donne la fréquence de collision.

3.4.4. Compte-tenu du fait que la variation de n dépend de la courbe de phase (en particulier de la courbe $\alpha = f(n)$), le profil de la décroissance de n dépend aussi des facteurs tels que :

a) le rayon a du plasma ; lorsque a diminue, cela abaisse la courbe de dispersion de l'onde (chap.2.3.1), ce qui entraîne que α augmente à ν donnée. Pour une même fréquence de collision ν, on va donc avoir une colonne de plasma plus courte avec une pente de décroissance de la densité plus rapide (fig. 3.4). De plus, on sait que [28] pour une pression de gaz constante, lorsque a diminue, ν augmente. On peut donc conclure qu'à une pression de gaz fixée, si le rayon a du plasma diminue, les effets de a (à ν fixée) et de ν (à a fixé) sur $\frac{dn}{dz}$ allant dans le même sens, l'onde s'atténuera plus vite, $\frac{dn}{dz}$ augmentera, ce qui entraînera une longueur de plasma plus petite.

b) la présence du guide métallique ; elle entraîne une modification de la courbe de dispersion qui se répercute sur l'atténuation : α est plus grand lorsqu'il y a un guide métallique (chap.

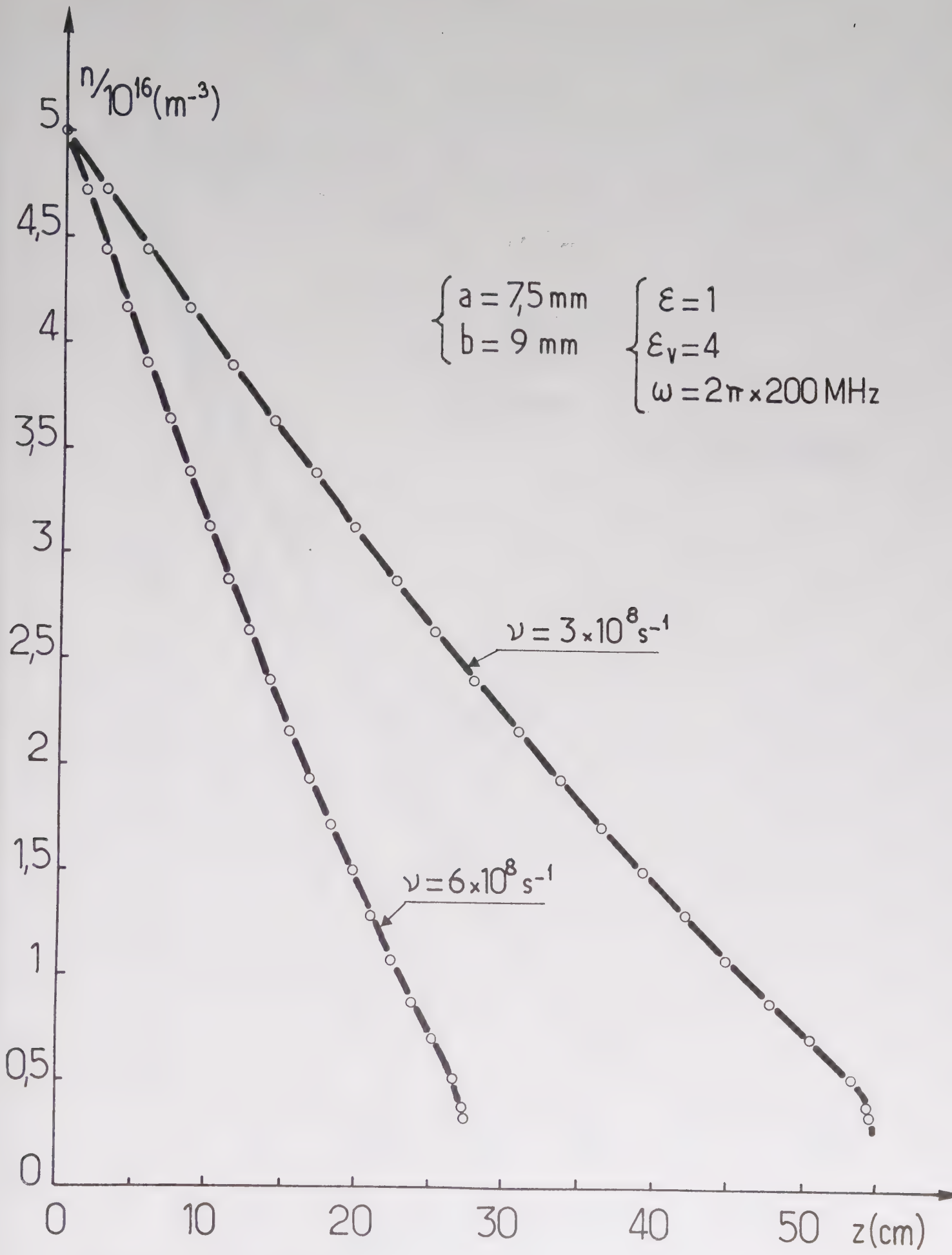


FIGURE 3.3 - Décroissance longitudinale de la densité électronique n. Influence de ν.

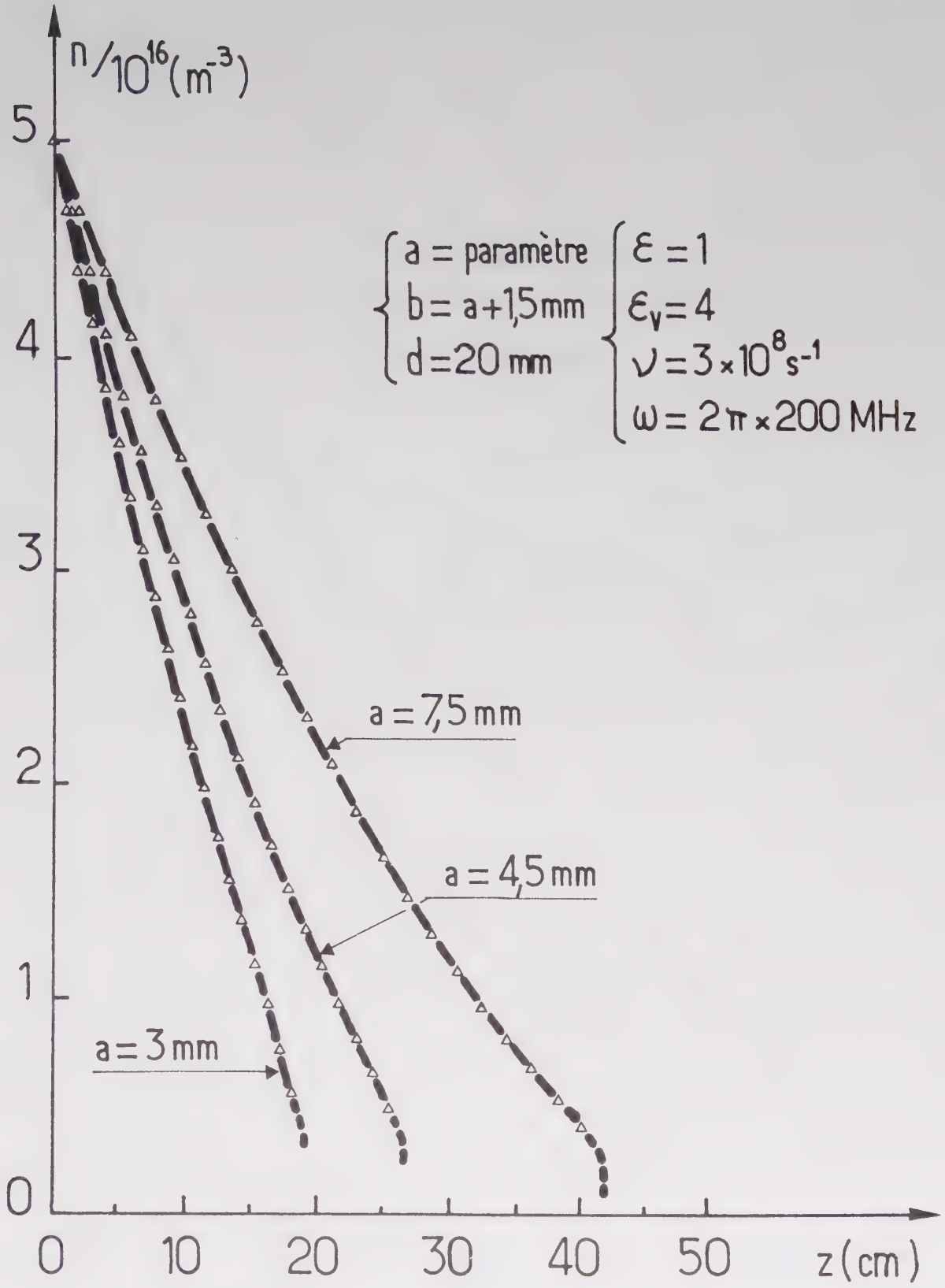


FIGURE 3.4 - Décroissance longitudinale de la densité n. Influence du rayon a du plasma.

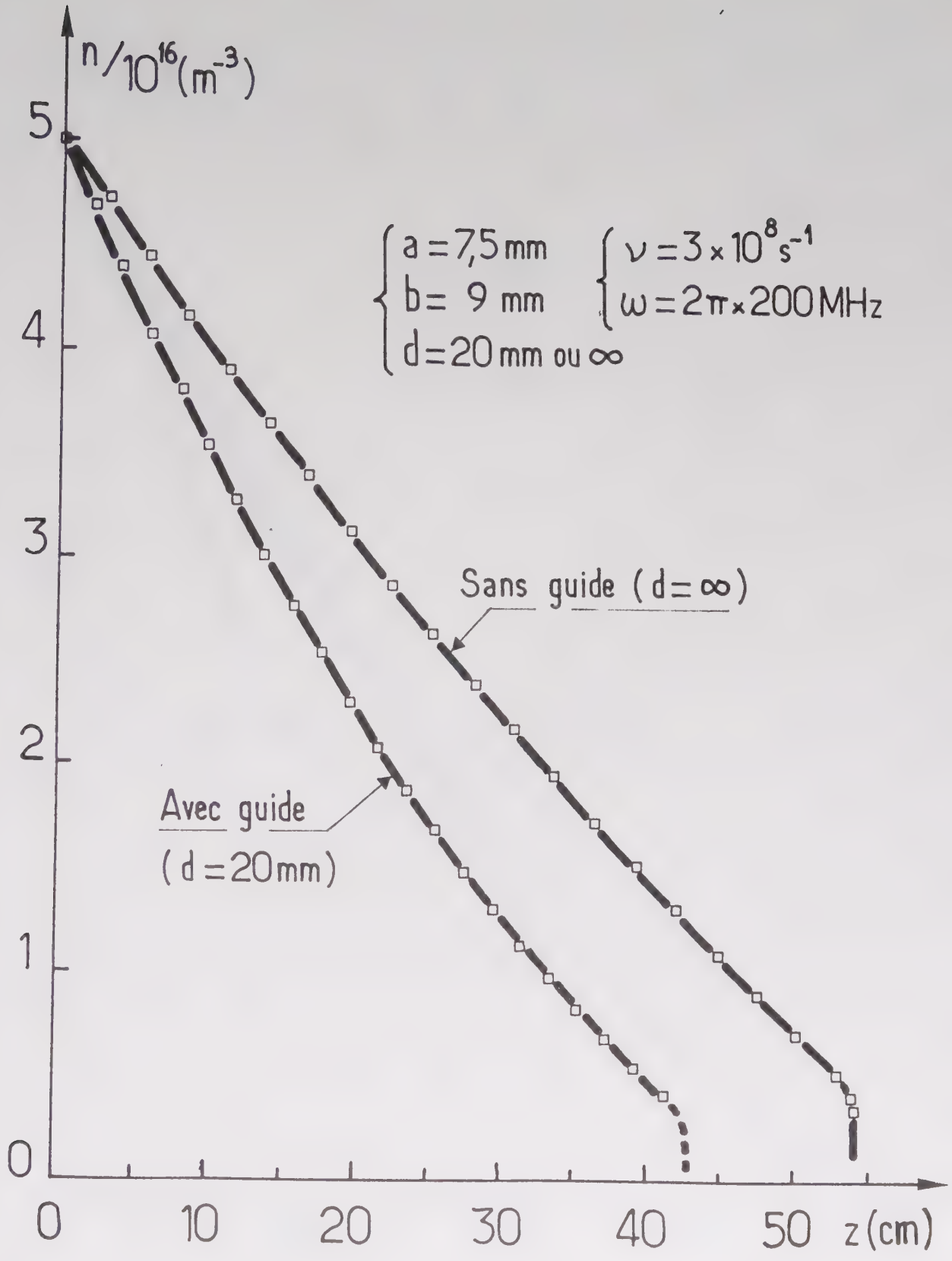


FIGURE 3.5 - Décroissance longitudinale de n.
Influence du guide métallique.

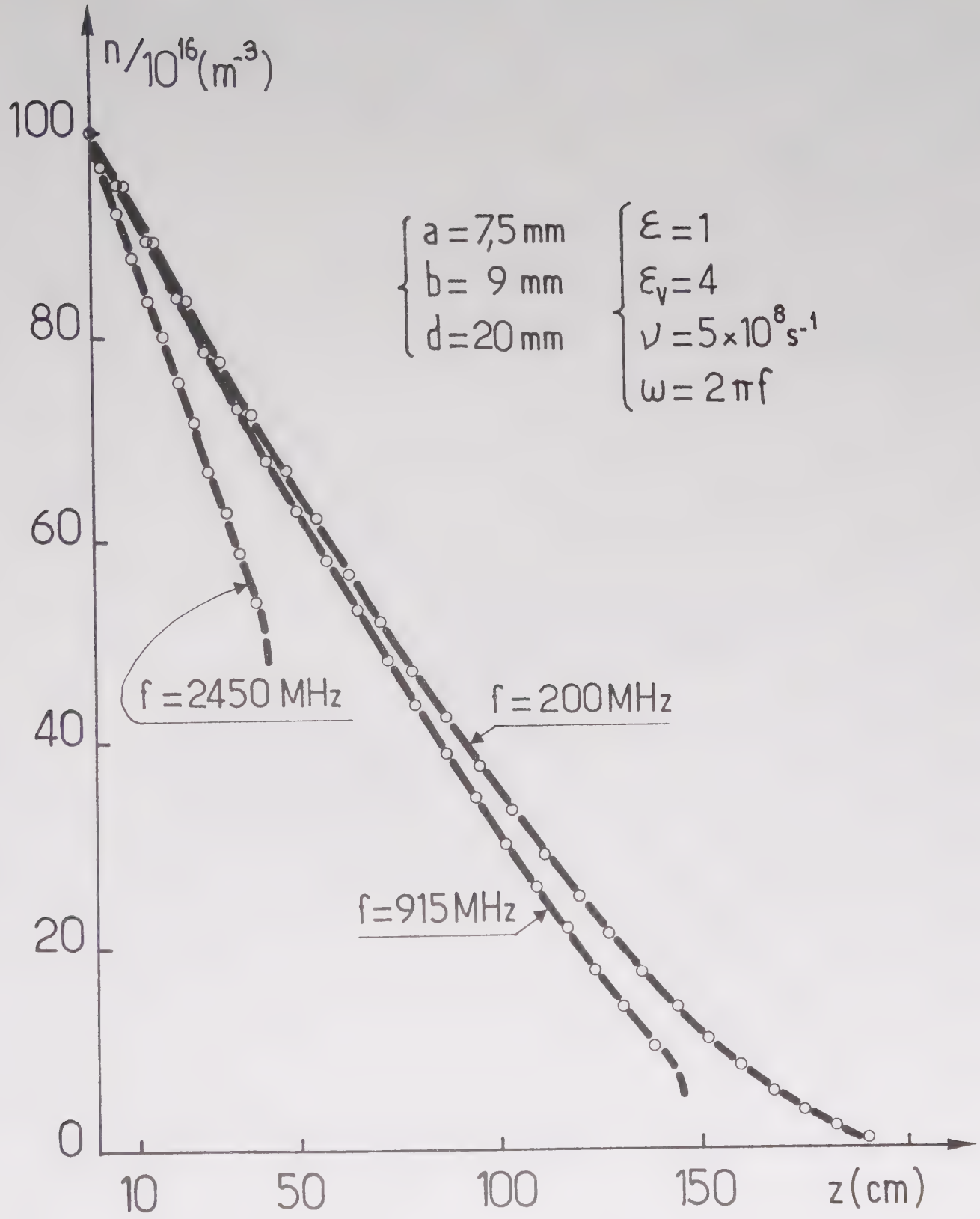


FIGURE 3.6 - Décroissance longitudinale de n.
Influence de la fréquence f de l'onde.

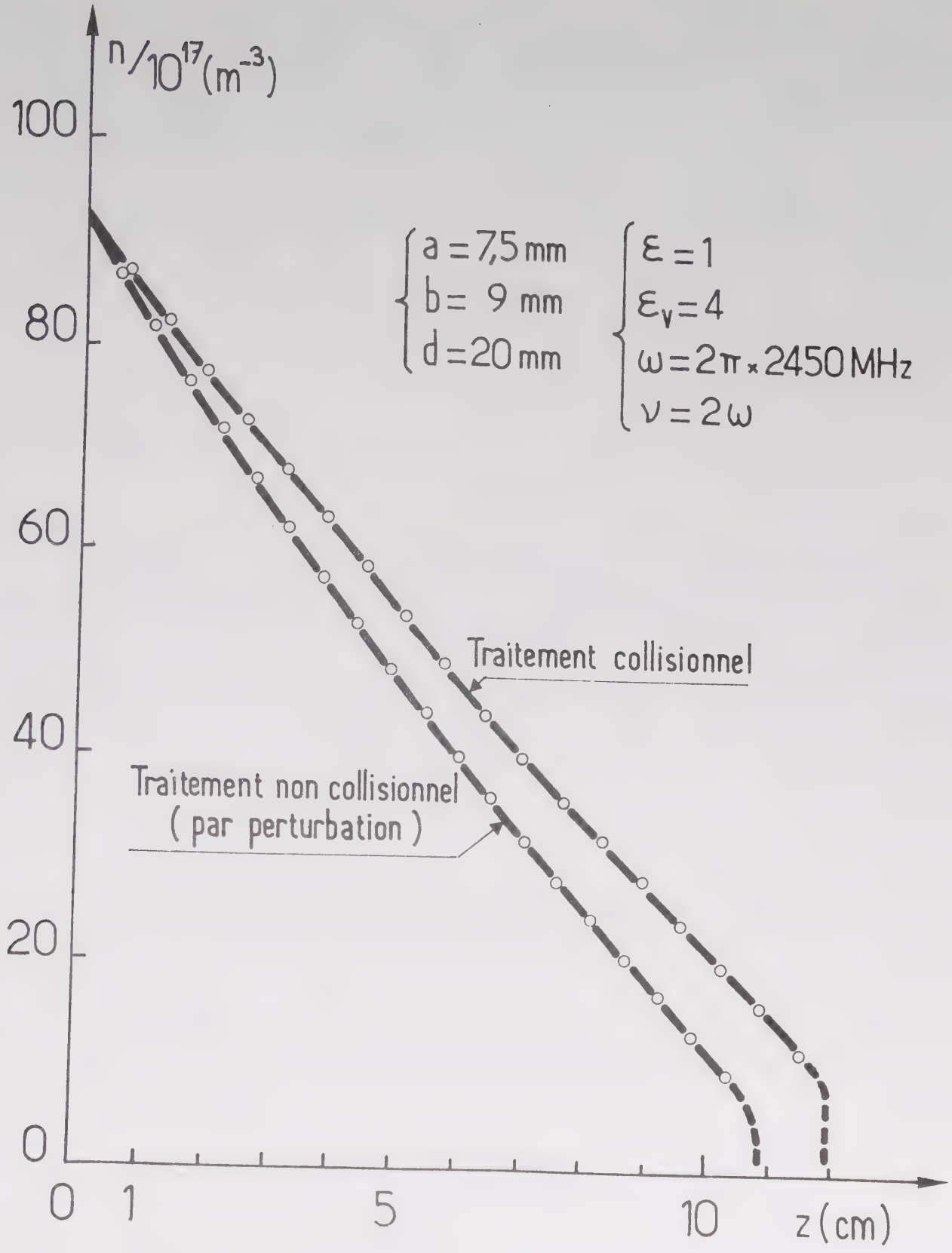


FIGURE 3.7 - Décroissance longitudinale de n.
Influence du cas à forte collision.

2.3.1.b). La décroissance de n est donc plus rapide dans le cas avec guide que dans le cas sans guide, ce qui entraîne une longueur de plasma plus petite si l'on part d'une même densité électronique initiale (fig. 3.5).

c) la fréquence f de l'onde ; une modification de f modifie la densité de coupure car n_c est proportionnelle à f^2, et l'atténuation car α est plus grand quand f est plus grand (chap. 2.3.3). Dans le cas où le plasma est créé par l'onde électromagnétique elle-même, on va avoir une colonne de plasma d'autant plus courte que f est grand (fig. 3.6). Lorsque plusieurs ondes de surface se propagent dans un plasma déjà créé, celle à f plus grand va s'arrêter avant celle à f plus petit.

d) la fréquence de collision effective ; regardons le cas $\nu \geq \omega$ où il y a beaucoup de collisions. Comme c'est noté au chapitre 2.4.2, l'atténuation α calculée en tenant compte des collisions est légèrement inférieure à celle calculée par perturbation. D'où une décroissance de n moins rapide et une colonne de plasma plus longue dans le traitement collisionnel exact que dans celui non collisionnel par perturbation, comme le montre la figure 3.7.

3.5. LES CARACTERISTIQUES DE L'ONDE SUIVANT Z

Pour un cas déterminé, les figures 3.8 à 3.12 montrent les caractéristiques de l'onde le long de la colonne.

3.5.1. LA PUISSANCE INCIDENTE ET L'ATTENUATION

La Pinc est consommée au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la source d'énergie, et est atténuée d'un facteur 2α d'une tranche à l'autre. La fin de la colonne est marquée par une Pinc

très petite tendant vers zéro et une atténuation très grande tendant vers l'infini.

On a aussi représenté la décroissance de $\sqrt{Pinc}$ qui est homogène à un champ : cela peut nous donner une idée du comportement d'un "champ total". Cette décroissance est quasi-linéaire.

3.5.2. LES ENERGIES

Les énergies électrocinétiques à l'intérieur ainsi qu'à l'extérieur du plasma décroissent, malgré la croissance de E_r dans le plasma et de E_z à la fin (car la densité électronique décroît). On vérifie aussi que l'énergie totale décroît.

L'énergie électrocinétique totale est très supérieure à l'énergie magnétique totale d'un facteur 100 à peu près. Le champ H joue donc un rôle très secondaire.

3.5.3. LES VITESSES DE GROUPE ET DE PHASE

On observe une décroissance quasi-linéaire de v_φ et v_g, avec $v_\varphi > v_g$ dans presque tout le long de la colonne. A la fin v_φ et v_g décroissent subitement, l'onde électromagnétique doit s'arrêter brusquement, ce qui rejoint l'idée précédente d'une longueur de la colonne de plasma bien déterminée.

3.5.4. LES CHAMPS

On a toujours : . à l'intérieur, $E_z >> E_r$ d'un facteur 5 à 10
. à l'extérieur, $E_r >> E_z$ d'un facteur 6.

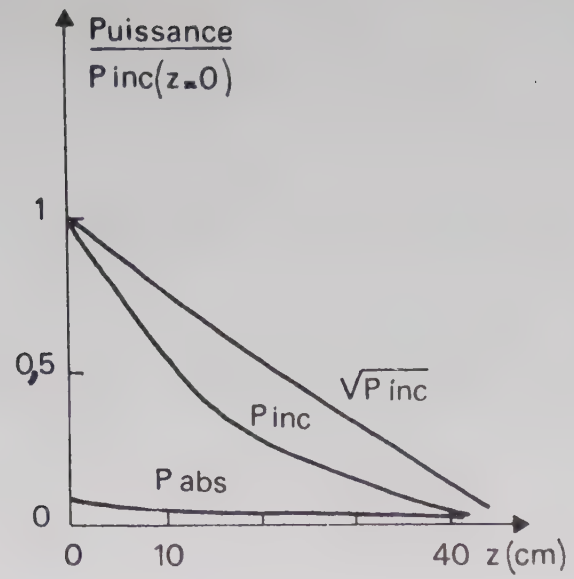


FIGURE 3.8

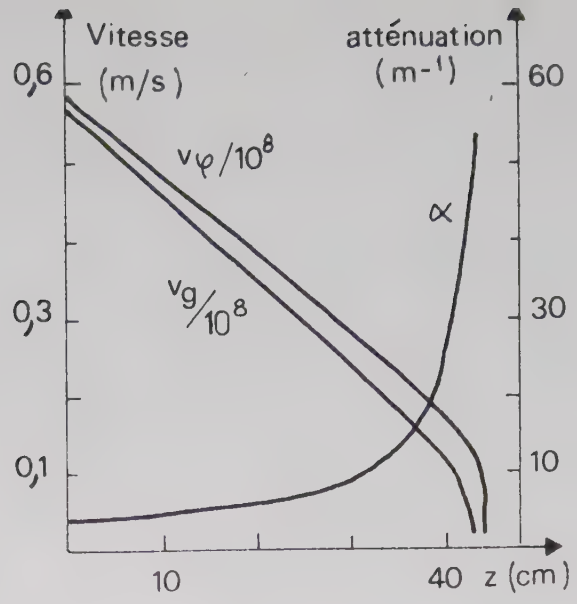


FIGURE 3.9

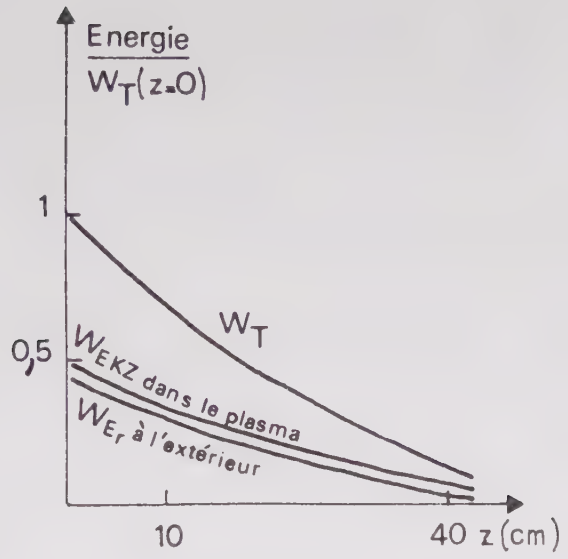


FIGURE 3.10

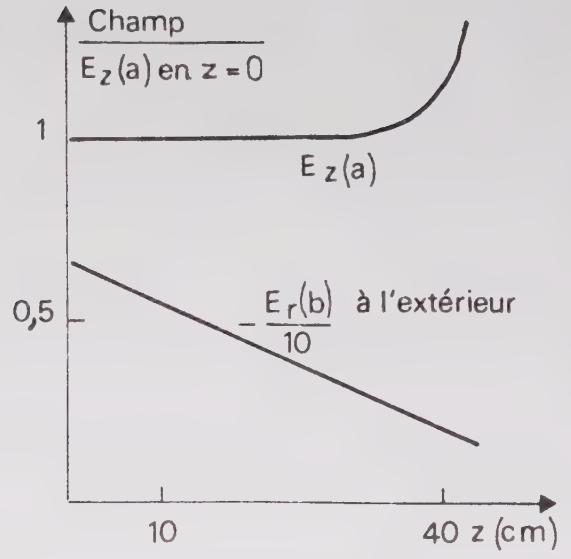


FIGURE 3.11

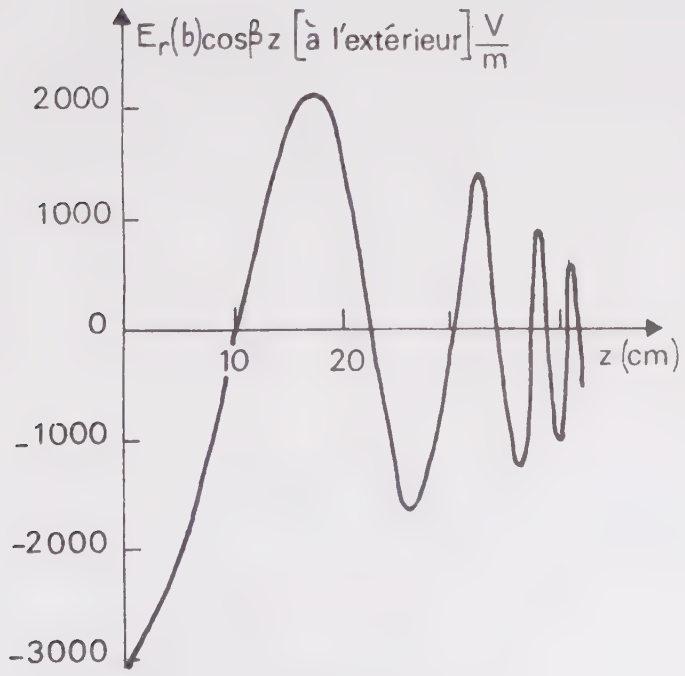


FIGURE 3.12

Variations suivant z

$\begin{cases} a = 7{,}5\,mm \\ b = 9\,mm \\ d = 20\,mm \end{cases}$ $\begin{cases} \omega = 2\pi \times 200\,MHz \\ \varepsilon = 1 \\ \varepsilon_v = 4 \\ \nu = 3 \times 10^8\,s^{-1} \end{cases}$

- Le champ E_z :

. à l'intérieur reste sensiblement constant le long du tube. Cette constance de la principale composante de champ dans le plasma est bien cohérente avec l'hypothèse des pertes indépendantes de la distribution des champs (équation (1.3) où θ est une constante). Ce champ E_z ne croît qu'en fin de colonne, alors qu'on sait que la densité électronique y est très faible, ce qui montre sans doute l'existence de phénomènes non linéaires.

. à l'extérieur décroît jusque près de la fin de la colonne où il recroît légèrement.

- Le champ E_r :

. à l'intérieur croît régulièrement

. à l'extérieur décroît linéairement.

Ce qu'on peut en fait mesurer dans la pratique avec une antenne, c'est le champ E_r à l'extérieur multiplié par la quantité $\cos(\beta z)$. (fig. 3.12). Comme on va le voir au chapitre suivant, le tracé de la courbe $E_r \cos(\beta z)$ en fonction de z nous permet d'avoir la longueur d'onde en un point z donné, donc la densité n en ce point par la courbe de phase. On peut ainsi obtenir expérimentalement la décroissance de n en fonction de z. En mesurant avec une antenne simplement E_r^2 en fonction de z, on peut aussi obtenir expérimentalement α en fonction de z.

3.6. CONCLUSION

Cette étude montre la difficulté d'obtenir des lois simples pour décrire la décharge créée par une onde, étant donné que les

paramètres de la décharge dépendent de la courbe de dispersion. Néanmoins on peut dire que :

- la connaissance de α en fonction de n suffit pour décrire la variation de toutes les caractéristiques de la décharge suivant z.

- la pente $\frac{dn}{dz}$ est proportionnelle à ν.

- la connaissance de θ est nécessaire pour connaître la densité initiale et la longueur de la colonne mais non pas les variations relatives.

- pour le mode m = 0, le champ E dans le plasma ne varie que très peu, ce qui est cohérent avec l'hypothèse que θ est indépendant de la puissance incidente.

o o
o

CHAPITRE 4

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme nous l'avons vu précédemment, la caractérisation d'une décharge créée par une onde progressive dépend :

- de la validité de l'hypothèse : le nombre d'électrons créés est proportionnel à la Pabs.
- de la courbe de phase de l'onde ou plus exactement de la relation entre l'atténuation α et la densité électronique.

Ce chapitre sera donc consacré :

- à l'étude expérimentale de la propagation de l'onde de surface : une onde de fréquence donnée sera excitée en un point d'une colonne de plasma dont la densité est inhomogène longitudinalement. On pourra ainsi obtenir la courbe $\alpha = f(n)$.
- à la vérification du modèle de la décharge exposé au chapitre I : mesures de la décroissance de la densité électronique et de la puissance de l'onde. On verra que malgré la simplicité de l'hypothèse utilisée, ce modèle rend bien compte des résultats expérimentaux, tout au moins dans le cas faiblement collisionnel.

4.1. PRINCIPES DES MESURES LONGITUDINALES

4.1.1. LA LIGNE DE MESURE

Pour pouvoir faire facilement les mesures le long de la colonne de plasma, nous disposons d'une "ligne de mesure" (fig.

4.1) : entourant tout le tube de plasma, un guide cylindrique en laiton de rayon 2 cm est muni d'une fente sur toute sa longueur ; sur cette fente étroite circule un chariot porte-sonde entraîné par un moteur à vitesse constante; la sonde peut être une antenne pour prélever de la puissance H.F. ou une fibre optique pour prélever la lumière émise par le plasma. La sonde est ensuite reliée à des instruments de mesure (Wattmètre, mélangeur, photomultiplicateur, etc...) à la sortie desquels on peut brancher une table traçante, ce qui permet des mesures longitudinales sur une longueur d'environ 100 cm : de la puissance microonde, de la phase de l'onde et de l'intensité lumineuse.

4.1.2. MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

Il est à exclure toute méthode de mesure de la densité électronique par des sondes placées dans le plasma car cela perturberait complètement les ondes électromagnétiques et fausserait les mesures. En outre, l'utilisation d'une cavité est trop difficile à mettre en oeuvre car on désire avoir des mesures aussi ponctuelles que possible suivant z. Les densités ici sont par ailleurs trop faibles pour la méthode utilisant les raies H_α et H_β de l'hydrogène [29]. Nous devons alors devoir utiliser les propriétés mêmes de l'onde de surface, c'est-à-dire sa courbe de phase pour mesurer la densité.

Le principe est le suivant : en chaque point z de la décharge mesurons la phase cos βz de l'onde électromagnétique, cela nous donne la longueur d'onde en ce point, donc $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$; à l'aide de la courbe de phase qui représente $\frac{\omega}{\omega_p}$ en fonction de β on déduit alors ω_p, donc la densité électronique n.

Pour avoir cos βz (voir fig. 4.2), on prend pour origine de phase le signal A cos ωt venant du générateur qui crée la décharge, et on recueille avec l'antenne de la ligne de mesure un signal A'cos(ωt-βz) le long de la colonne de plasma. Ces deux

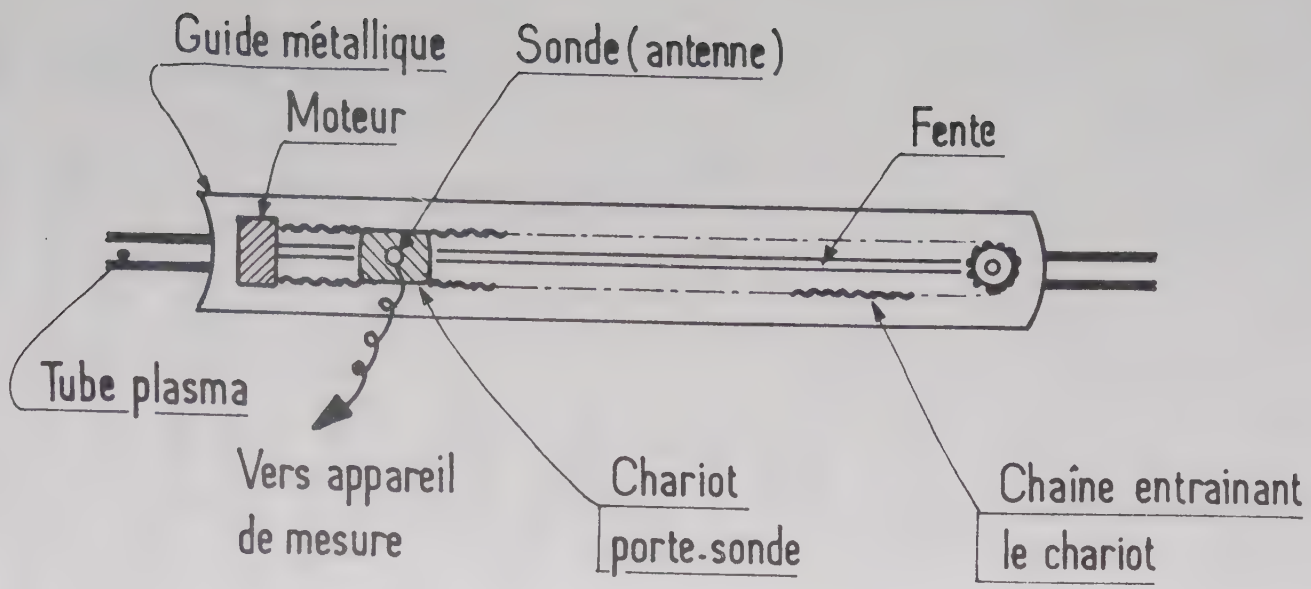


FIGURE 4.1 - Schéma de la ligne de mesure. Vue de dessus

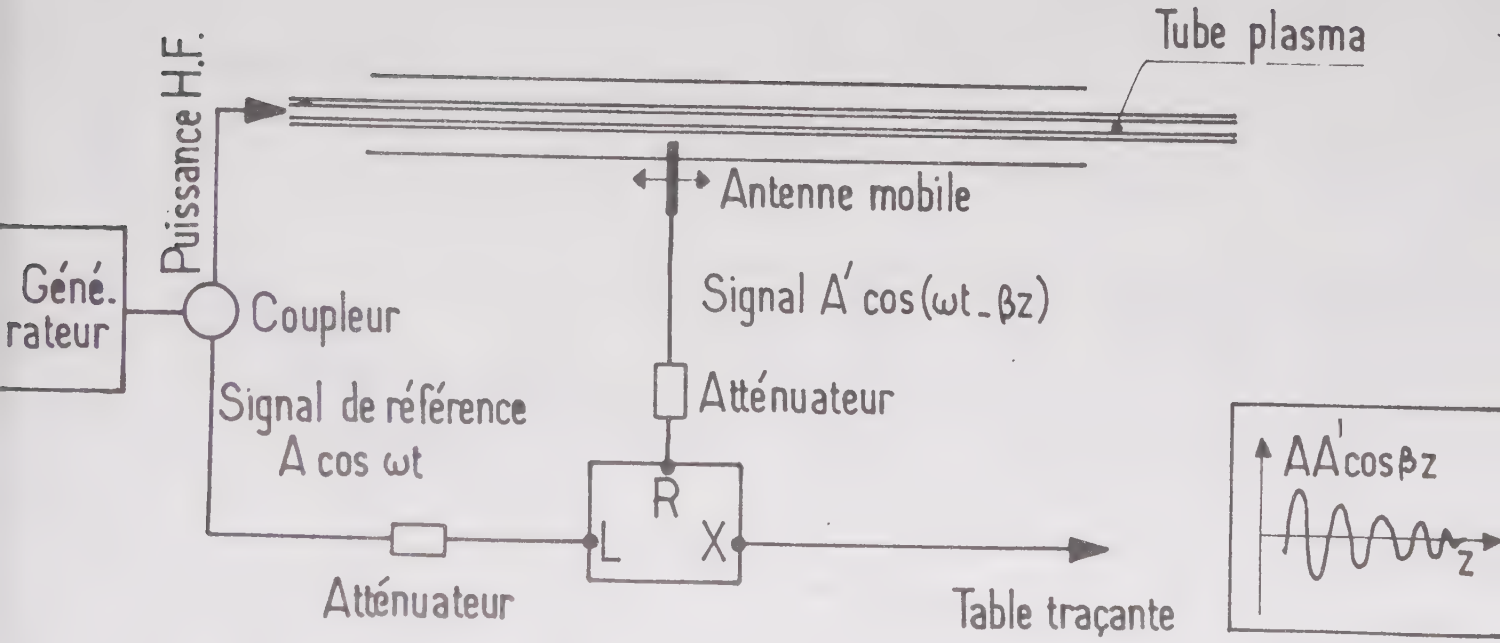


FIGURE 4.2 - Schéma du circuit électrique servant à mesurer la densité électronique.

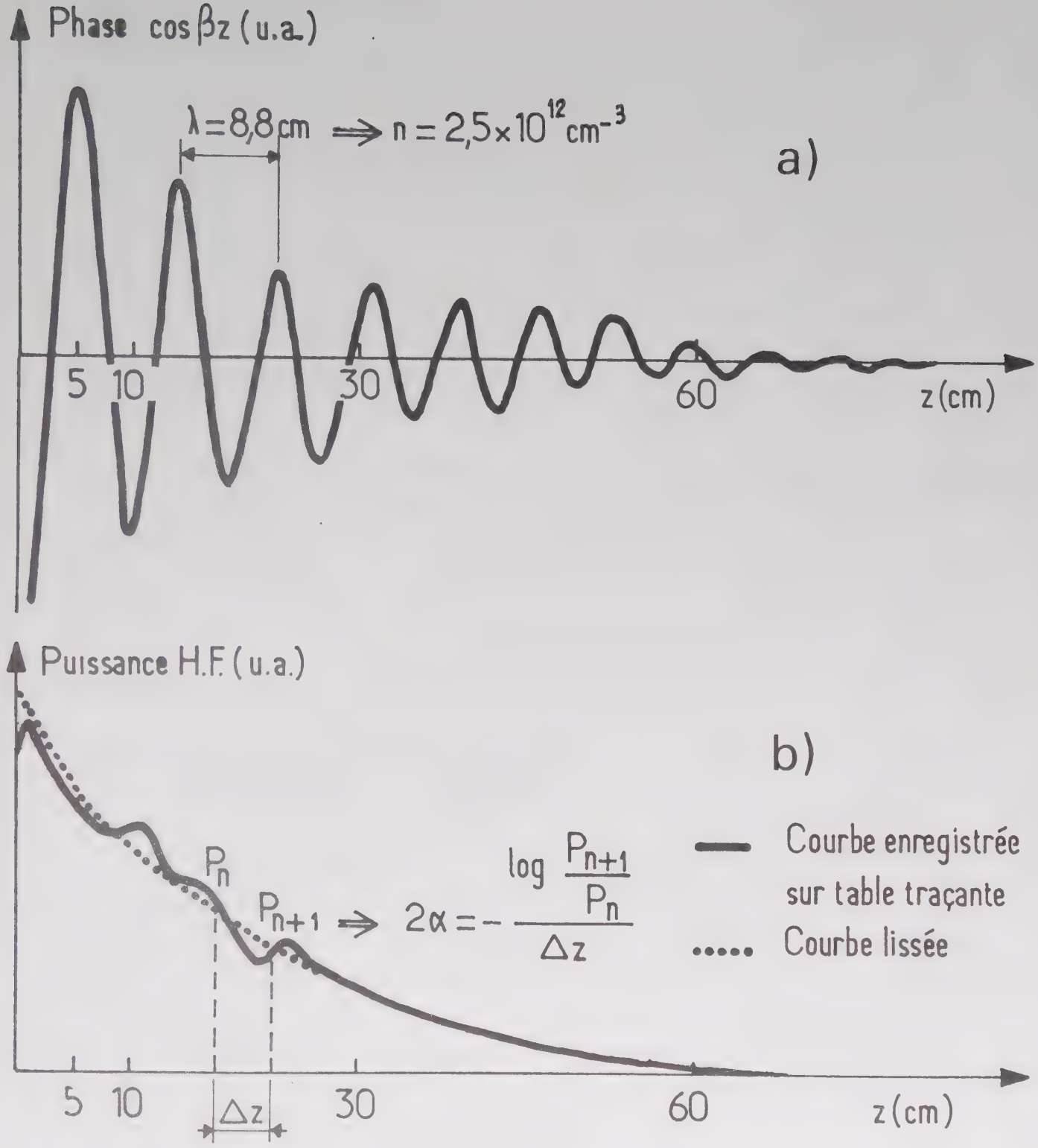


FIGURE 4.3 - Exemples de résultats de la mesure longitudinale
a) de la phase
b) de la puissance microonde.

signaux sont ensuite envoyés sur un mélangeur qui effectue le produit des deux signaux ; on obtient ainsi un signal continu dont l'amplitude est $\frac{AA'}{2}$ cos βz qu'on envoie sur une table traçante. La figure 4.3.a donne un exemple d'enregistrement obtenu qui est tout à fait de la forme de celui obtenu théoriquement (fig. 3.12). Il est important de noter que ce signal est de la forme A(z)cos β(z)z. En mesurant une période de cette courbe, on peut avoir la longueur d'onde. On peut par exemple prendre la distance séparant deux maximas pour la longueur d'onde du point correspondant au minima situé entre eux. Cela nous donne seulement un λ moyen pour une position z donnée, mais qui est, comme on va le voir suffisant pour l'interprétation des résultats.

Notons que cette méthode est sans doute valable seulement à basse pression ou à haute fréquence car comme on l'a vu au chapitre 2.4, lorsque $\nu > 10\ \omega$, la courbe de phase est verticale dans sa partie utile, c'est-à-dire que λ ne varie pratiquement pas quand n varie, ce qui augmente sensiblement les imprécisions. Par contre, α continue de varier quand n varie ; dans ce cas pour avoir n, il faudrait mesurer α et non β.

4.1.3. MESURE DE L'ATTENUATION α DE L'ONDE

On relie directement l'antenne de la ligne de mesure à un milliwattmètre (FERISOL NA 300). A la sortie de ce dernier, le signal est envoyé à la table traçante : la figure 4.3.b donne un exemple de la puissance H.F. le long de la colonne de décharge. En début de colonne on observe de petites oscillations sur la courbe enregistrée qui viendraient du fait que près du point où l'énergie est couplée au plasma, l'antenne reçoit aussi une petite partie du signal venant directement du générateur.

Le milieu étant inhomogène, la mesure de α se fait de la manière suivante : découpons la colonne de décharge en tranches d'épaisseur Δz - Si à l'entrée de la $n^{ième}$ tranche la puissance est P_n, à l'entrée de la $n+1^{ième}$ tranche elle devient

$P_{n+1} = P_n e^{-2\alpha\Delta z}$, où α est l'atténuation moyenne de l'onde électromagnétique dans la $n^{ième}$ tranche. On peut donc obtenir un α moyen en un z donné pour la formule :

$$2\alpha = - \frac{\text{Log } \frac{P_{n+1}}{P_n}}{\Delta z} \qquad (4.1)$$

Il est à remarquer que par son principe même cette méthode introduit des erreurs, résultant de la mesure de la puissance en milieu inhomogène. En effet, le signal recueilli à l'antenne est proportionnel au carré du champ électromagnétique à une distance r fixée du centre du plasma et non la puissance incidente. Or le long de la colonne de plasma la densité électronique varie, on se déplace sur la courbe de phase, ce qui entraîne une évolution de la distribution des champs. Néanmoins dans notre cas l'erreur est assez petite car, comme on va le voir, les valeurs expérimentales de α correspondent bien à celles calculées.

4.2. PROPAGATION D'ONDE DE SURFACE DANS UN PLASMA INHOMOGENE

4.2.1. BUT ET METHODE

Les expériences ayant pour but de vérifier les caractéristiques de la propagation des ondes de surface ont débuté il y a plus de trente ans. On a pour cela envoyé une onde dans une décharge (type colonne positive) de densité électronique connue, et en faisant varier la fréquence de l'onde on a obtenu tous les points de la courbe de dispersion ou de la courbe d'atténuation : $\frac{\omega}{\omega_p}[\omega_p \text{ fixe}] = f(\beta a)$ ou $f(\alpha)$ [30],[31],[32].

Dans le cas d'un plasma inhomogène, l'étude se fait d'une façon différente : on excite une onde de fréquence donnée et l'on observe sa propagation c'est-à-dire on mesure la phase et l'atté-

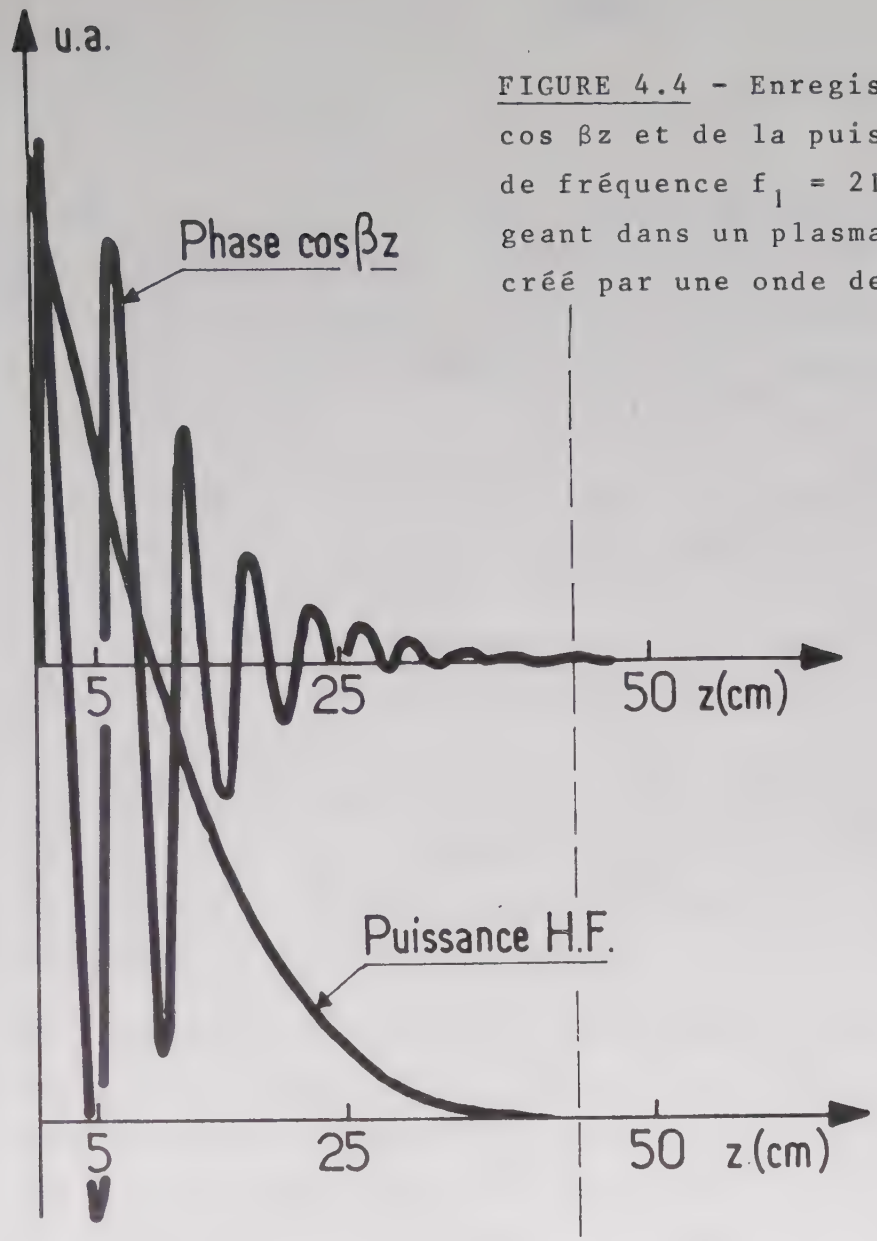
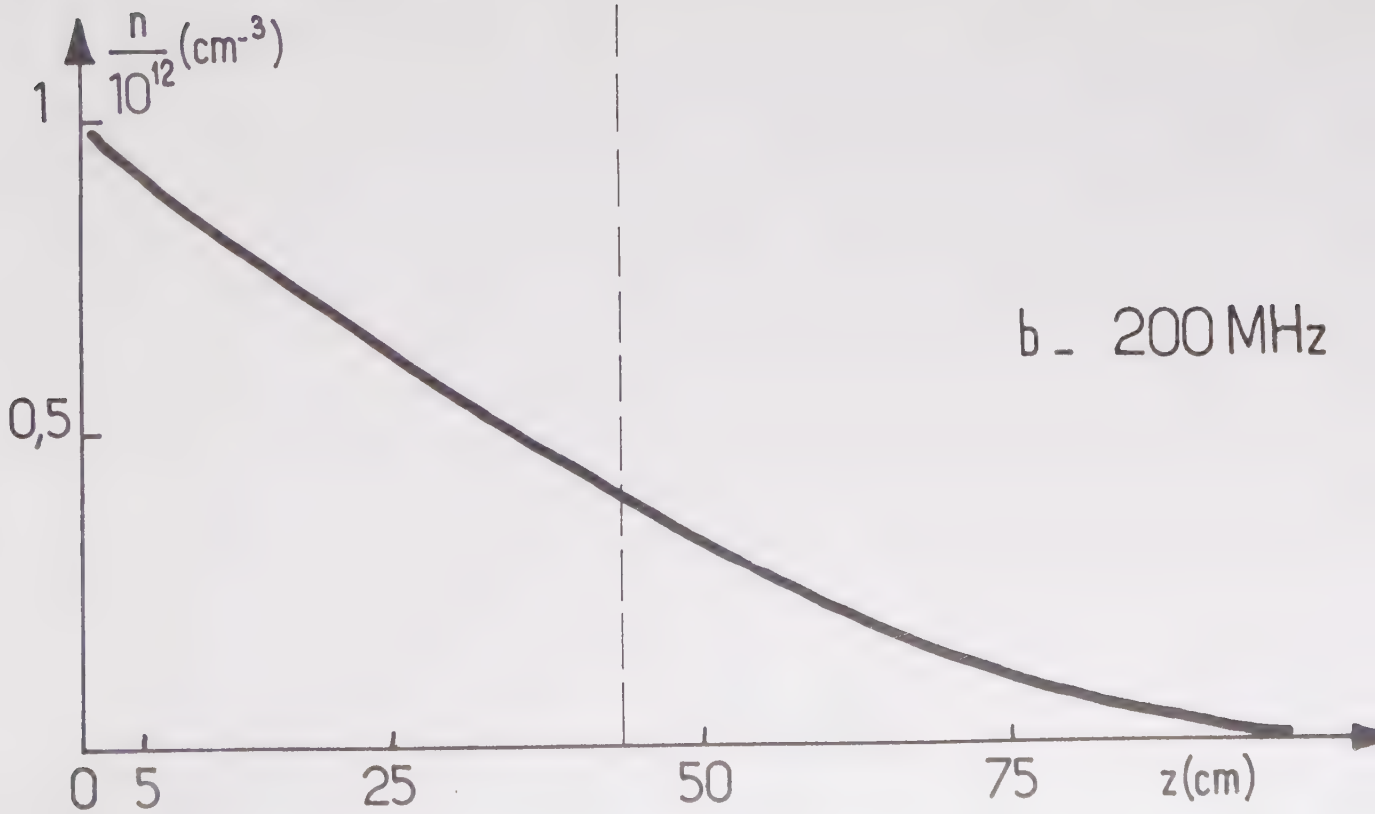


FIGURE 4.4 - Enregistrement de la phase cos βz et de la puissance H.F. d'une onde de fréquence f_1 = 2135 MHz (a), se propageant dans un plasma à densité décroissante créé par une onde de fréquence f_o = 200 MHz (b

a - 2135 MHz



b - 200 MHz

nuation : courbes $\frac{\omega}{\omega_p}$ [ω fixe] = f(βa) ou f(α). Pour cela, on crée un plasma à densité décroissante avec une onde de surface de fréquence f_o fixe (on l'appellera "onde créatrice"), dans lequel on excite une deuxième onde (on l'appellera "onde de mesure") :

- de puissance H.F. beaucoup plus faible que la précédente car il faut que le nombre d'électrons créés par l'onde de mesure soit tout à fait négligeable devant ceux créés par l'onde créatrice pour qu'il n'y ait pas d'interaction entre les deux, donc pas d'effet non linéaire à prendre en compte.

- de fréquence $f_1 > f_o$, pour qu'elle s'arrête avant la fin du plasma car sa densité critique est plus élevée que celle de l'onde créatrice (voir paragraphe 2.3.3). Sinon l'onde de mesure va se réfléchir sur la fin de la colonne et on serait gêné par des phénomènes d'ondes stationnaires.

  Un exemple d'une telle propagation en milieu inhomogène est donné à la figure 4.4. Le plasma d'une centaine de cm de long est créé par une onde de fréquence f_o = 210 MHz, et possède un profil de densité indiqué à la figure 4.4.b. L'onde de mesure de fréquence f_1 = 2 135 MHz s'y propage sur les 40 premiers cm et est complètement absorbée lorsqu'elle arrive à la densité de coupure correspondant à f_1.

Pour étudier cette propagation, au lieu de vérifier les courbes de phase et d'atténuation, il revient au même de vérifier la courbe α = f(n), ce qui convient parfaitement à nos moyens de diagnostic. En appliquant les méthodes de mesure indiquées au paragraphe précédent à l'onde de mesure, on peut obtenir les valeurs expérimentales de la densité n et de l'atténuation α en fonction de z, ce qui nous permet d'obtenir la courbe expérimentale de α en fonction de n qu'on comparera à la courbe théorique.

4.2.2. APPAREILLAGE

Pour réaliser cette expérience, nous disposons de l'appareillage présenté sur la figure 4.5. La puissance servant à exciter la décharge est fournie par un générateur (Hewlett Packard 3200B) oscillant à 210 MHz, puis est amplifiée par un amplificateur (R.F.Power Labs FK-560), et est enfin couplée au plasma par un "surfatron" [18]. La puissance de l'onde de mesure vient du générateur (FERISOL OS 401A) oscillant à 2 135 MHz et est transférée à la colonne de décharge par l'intermédiaire d'un "surfaguide" [19]. Comme cette dernière puissance est très faible, de l'ordre de quelques dizaines de mW, le signal recueilli à l'antenne de la ligne de mesure est inférieure au µW et doit être amplifié pour être utilisé. A cette fin on le fait passer par un récepteur (Melabs RSG-2B) qui produit des battements avec un signal à 2 165 MHz venant d'un 3^{e} générateur (Hewlett Packard 616A). Ce récepteur possède deux sorties AM et IF :

- la sortie AM donne l'amplitude du signal amplifié. Reliée directement à une table traçante on obtient la puissance en fonction de z (fig. 4.4.a).

- la sortie IF donne le signal modulé à 30 MHz. Appliquons cette sortie à la voie R d'un mélangeur. A la voie L est entré le signal mélangé de 30 MHz venant des deux générateurs microondes Férisol et H.P.. La phase étant conservée par ces divers appareils, on va donc obtenir à la sortie X le déphasage entre le signal recueilli à l'antenne et celui du générateur de l'onde de mesure. Cette sortie X reliée à la table traçante permet d'obtenir la phase (fig. 4.4.a).

4.2.3. RESULTATS : α EN FONCTION DE n

Les expériences sont réalisées dans les conditions suivantes :

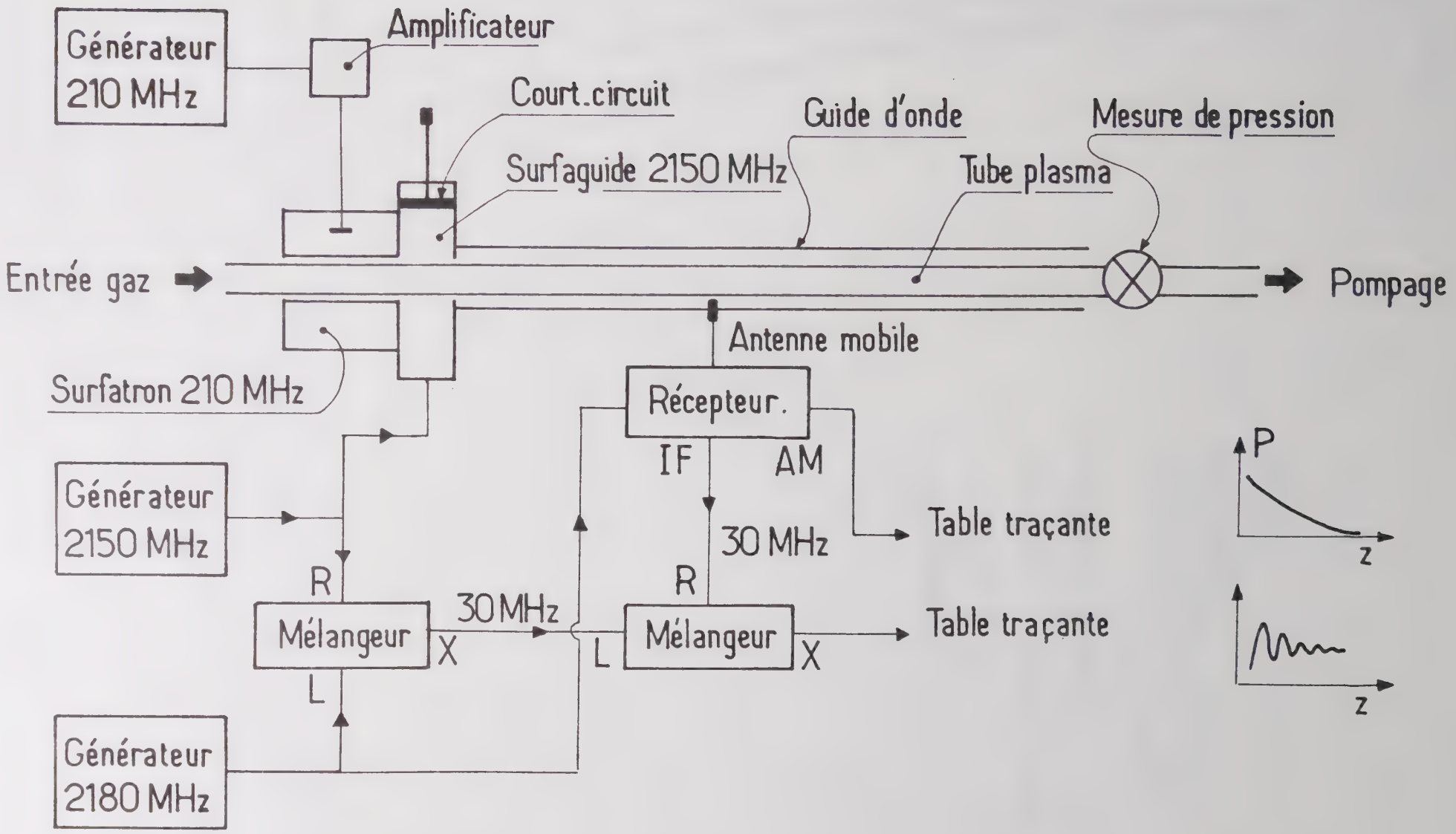


FIGURE 4.5 - Appareillage pour l'étude de la propagation d'une onde en milieu inhomogène.

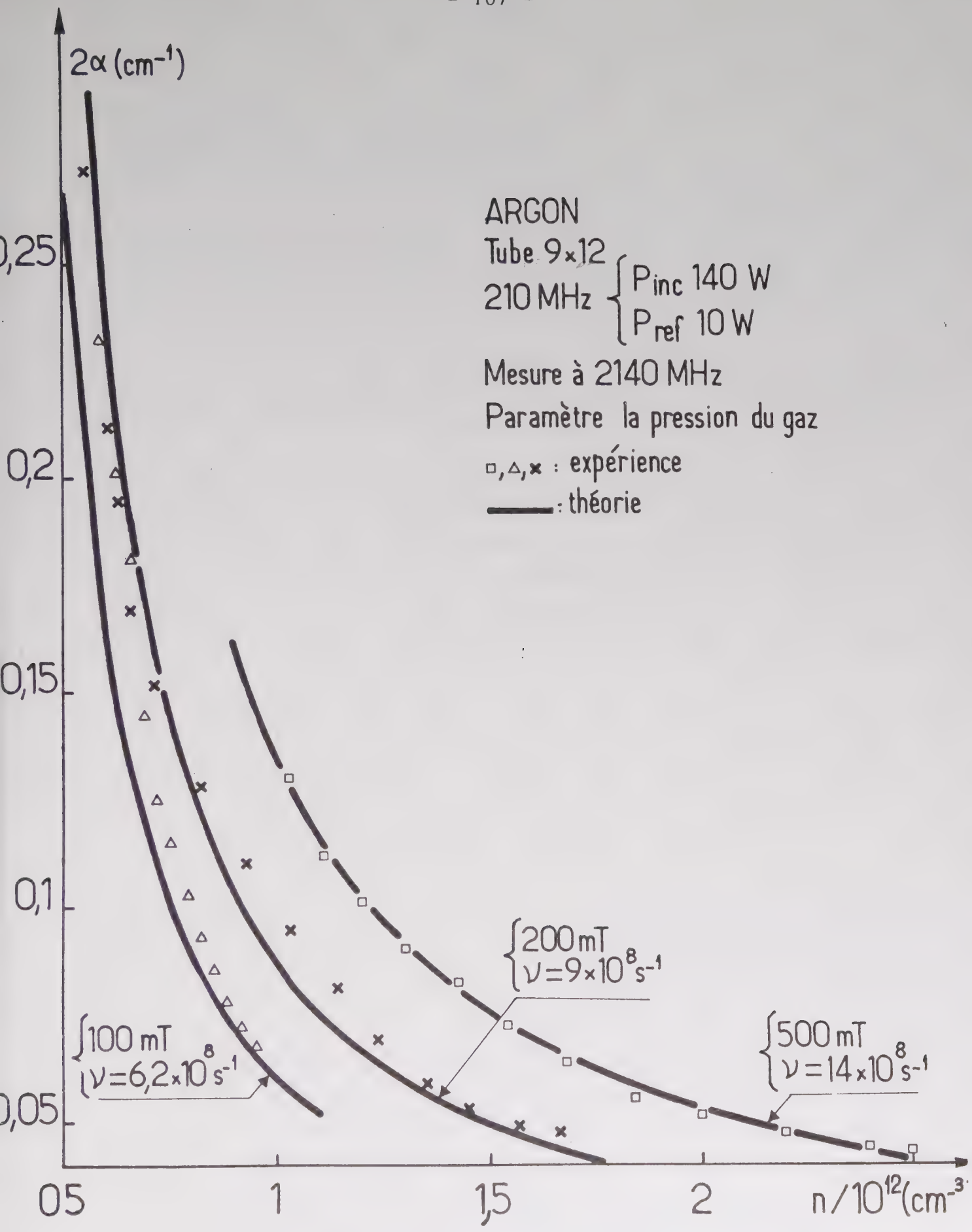


FIGURE 4.6 - Atténuation de la puissance microonde en fonction de la densité électronique

- gaz : argon
- pression du gaz : de 100 à 500 mT
- tube de quartz contenant le plasma de rayon intérieur : a = 4,5 mm
  rayon extérieur : b = 6 mm
- guide cylindrique de rayon intérieur : d = 20 mm
- onde créatrice du plasma : 210 MHz, puissance < 250 W
- onde de mesure : 2 135 MHz, puissance < 50 mW

On dispose ainsi d'une colonne de plasma de 90 cm environ de long, où l'onde de mesure se propage sur les 60 premiers centimètres. La densité électronique est de l'ordre de 10^{12} cm^{-3}.

Les résultats expérimentaux sont montrés à la figure 4.6 où l'on a représenté l'atténuation de la puissance 2α en fonction de la densité n, avec pour paramètre la pression. A chaque pression, on choisit une valeur de fréquence de collision ν de telle sorte que la courbe théorique coïncide le mieux avec les points expérimentaux. On voit ainsi que la correspondance théorie-expérience est :

- très bonne à 200 mT et 500 mT : on a une concordance à 10 % près.
- moins bonne à 100 mT : cela vient sans doute du fait qu'on se trouve à la partie verticale de la courbe $\alpha = f(n)$, ce qui augmente la dispersion des points, vue l'erreur expérimentale qu'on fait en même temps sur α et sur n.

D'autre part, les valeurs de ν trouvées par cette méthode correspondent bien (à 10 % près) aux valeurs données dans les références [28],[33] où l'on a calculé la fréquence de collision effective en fonction de la pression (paramètre : rayon a) dans différents gaz, avec les deux hypothèses suivantes :

- les électrons ont une distribution de vitesse maxwellienne
- à un rayon a donné, la loi de variation de la température électronique en fonction de pa est la même que celle de la colonne positive.

Les méthodes de mesure exposées plus haut rendent donc bien compte des caractéristiques de la propagation des ondes de

surface à fréquence fixe dans un plasma de densité variable. En fait, comme on va le voir au paragraphe suivant, les pentes des courbes représentant le carré du champ à l'extérieur suivant z et la puissance suivant z sont légèrement différentes. Malgré l'erreur faite en les confondant, le fait de prendre le logarithme de la pente diminue beaucoup l'écart entre les deux, ce qui nous a permis d'obtenir des résultats cohérents. On peut donc conclure qu'en dépit de ses défauts de principe, la méthode de mesure utilisée est satisfaisante pour vérifier la théorie de propagation d'onde de surface et que les ondes de surfaces peuvent être employées comme moyen de diagnostic d'un plasma présentant un gradient de densité, pourvu que sa variation de densité sur une longueur égale à une longueur d'onde ne soit pas trop importante.

4.3. DECHARGE CREEE PAR UNE ONDE PROGRESSIVE

Nous allons décrire dans un premier temps l'appareillage servant à exciter une décharge par onde de surface ainsi que les conditions de couplage de l'énergie microonde à la décharge. Ensuite nous étudierons les caractéristiques du plasma créé en mesurant son profil longitudinal de densité, et la propagation de l'énergie H.F. en mesurant la décroissance de la puissance suivant z. Ces deux types de résultats combinés permettent de confirmer le modèle de "décharge créée par onde progressive" élaboré au chapitre 1.

4.3.1. APPAREILLAGE - ETUDE DU COUPLAGE

Le schéma de l'appareillage servant à créer et étudier une décharge microonde est donné à la figure 4.7. L'énergie H.F. est fournie par un générateur (THOMSON CSF - GHF 1212) qui oscille à 2 450 MHz et est dirigée vers la décharge par un guide. Un cou-

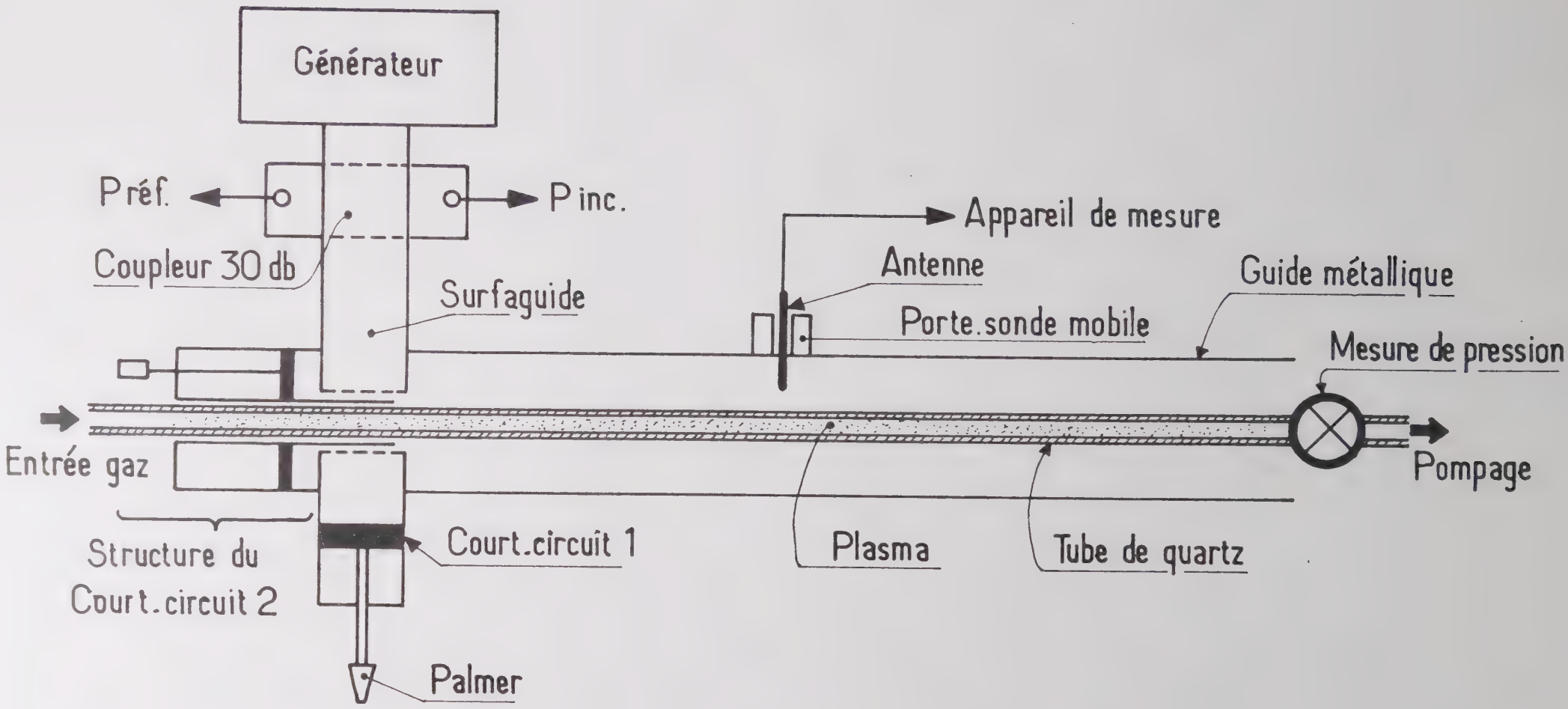


FIGURE 4.7 - Appareillage servant à créer une décharge par onde progressive

pleur en croix permet de prélever à une de ses extrêmités une partie de la puissance incidente venant du générateur et à l'autre extrêmité une partie de la puissance réfléchie de la décharge.

L'énergie est couplée au plasma par l'intermédiaire d'un surfaguide : c'est un guide d'onde rectangulaire percé de deux trous dans ses deux grandes faces, où l'on dispose le tube de plasma. Des détails concernant son fonctionnement sont donnés à la référence [19]. Ses dimensions sont calculées de telle façon que seul le mode TE10 à 2 450 MHz peut se propager. Avec ses dimensions présentes, sa longueur d'onde de guide [34] est λ_G = 173 mm. Il est en outre muni à son extrêmité d'un court-circuit qu'on peut déplacer d'une façon très précise, au mm près à l'aide d'un palmer. Ce court-circuit sert à adapter l'impédance du guide à celle du plasma pour permettre un meilleur transfert d'énergie de l'un à l'autre. Ce système fonctionne à peu près comme un couplage guide-coaxial.

Le surfaguide envoie de la puissance H.F. dans les deux sens, ce qui allume un plasma symétrique sur ses deux côtés. Or, en pratique, seule l'énergie qui repart dans une direction est utilisée. C'est pourquoi, on accole sur un bord du surfaguide une structure cylindrique qui court-circuite l'énergie et la renvoie dans le sens opposé : elle se compose essentiellement d'un tube métallique pouvant coulisser sur le tube plasma et d'un court-circuit qui peut à son tour glisser sur ce tube central tout en restant en contact avec la masse. On remarque que cette structure est plus ou moins efficace pour arrêter l'énergie quand son tube central est plus ou moins en contact avec le tube de plasma. Il fonctionne à peu près comme une antenne qui, combiné au court-circuit, n'émet que vers l'avant dans un angle assez étroit : une onde se propage à sa surface et à la discontinuité métal (laiton)-diélectrique (air et quartz), il y a diffraction de l'onde avec un maximum de champ électromagnétique dans la région de constante diélectrique plus grande, c'est-à-dire vers le tube de plasma.

Le transfert d'énergie du générateur à la colonne de plasma se fait plus ou moins bien suivant la position du court-circuit du surfaguide (on l'appellera c.c.1) ou de celui de la structure (on l'appellera c.c.2) qui sert à arrêter le plasma d'un côté. On peut dire que le couplage est meilleur quand la puissance réfléchie vers le générateur est plus petite et la longueur utile du plasma plus grande. A la figure 4.8 on a fait une étude du couplage en mesurant la longueur du plasma suivant le déplacement du c.c.1, pour des positions données du c.c.2. On voit que, pour toute position du c.c.2, il existe une position du c.c.1 telle que le couplage est optimal. On observe en outre une très bonne périodicité du c.c.1 qui est de $\frac{\lambda_G}{2}$ = 87 mm et du c.c.2 qui est de 60 mm. D'après cette figure 4.8, il est évident que la position du c.c.2 influence sur celle du c.c.1.

La décharge fonctionne à flux de gaz de débit assez faible pour que la puissance en amont soit la même que celle en aval, où on la mesure à l'aide d'une gauge (LKB-3294B Pirani). Le plasma est enfermé dans un tube de quartz qui supporte bien l'échauffement lors de l'emploi de fortes puissances. La partie utile est équipée de la ligne de mesure décrite précédemment qui permet d'enregistrer aisément les caractéristiques longitudinales de la décharge : la phase à l'aide du schéma électrique de la figure 4.2 et la puissance microonde à la sortie d'un wattmètre.

4.3.2. DENSITE ELECTRONIQUE n SUIVANT z ET FREQUENCE DE COLLISION

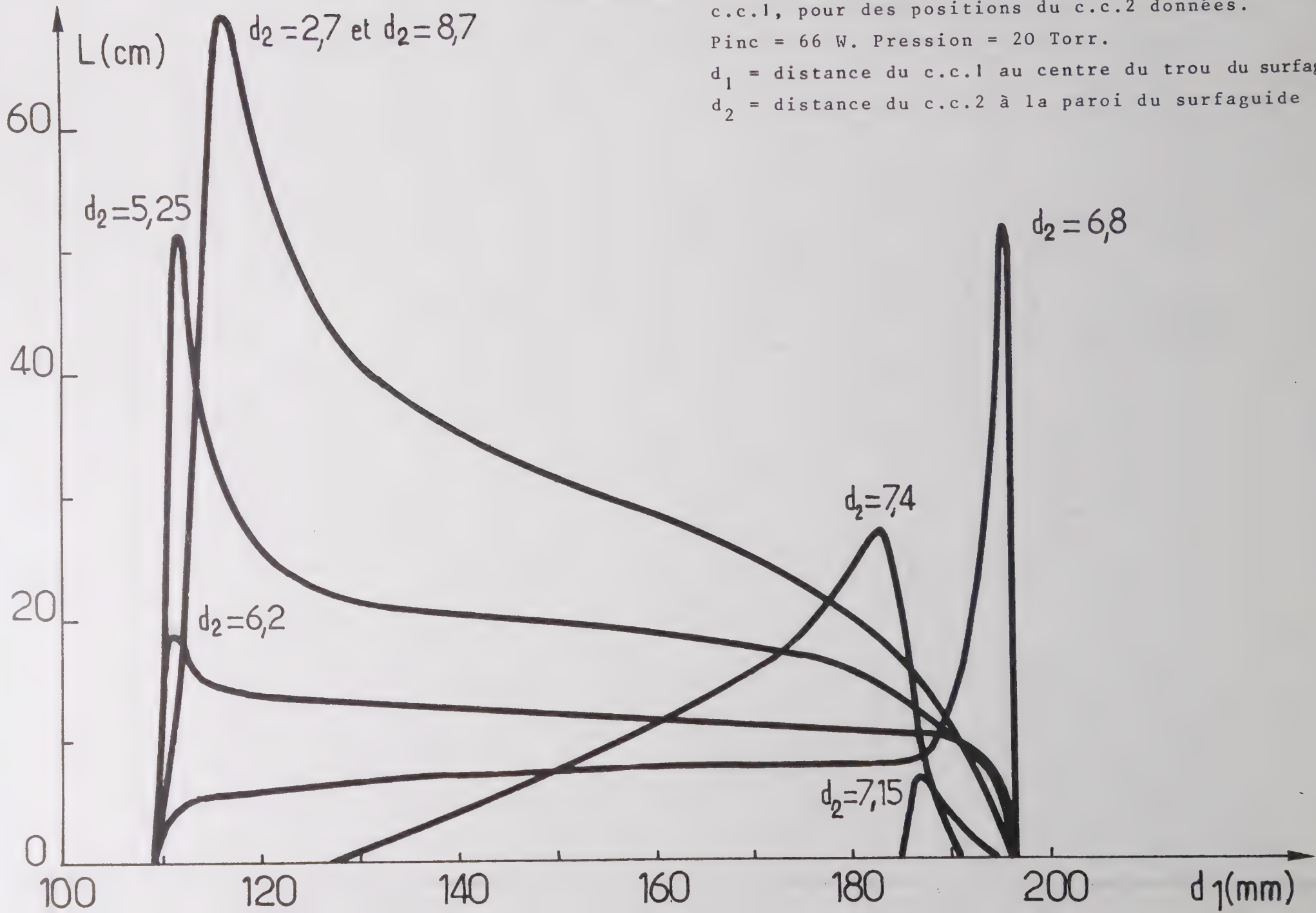
a) Conditions expérimentales

Les résultats du paragraphe suivant sont obtenus dans les conditions expérimentales suivantes :

- gaz = argon
- Pinc = 100 à 200 W
- Pression = 300 mT
- ε_v = 4

- a = 4,5 mm
- b = 6 mm
- d = 20 mm

FIGURE 4.8 - Longueur du plasma en fonction de la position du c.c.1, pour des positions du c.c.2 données.
Pinc = 66 W. Pression = 20 Torr.
d_1 = distance du c.c.1 au centre du trou du surfaguid
d_2 = distance du c.c.2 à la paroi du surfaguide



Le couplage d'énergie à la colonne de décharge est satisfaisant : il y a au maximum 1 % de la Pinc qui est réfléchie. La structure du c.c.2 n'arrive pas à court-circuiter complètement la puissance H.F., ce qui fait qu'un petit plasma d'une vingtaine de cm de long s'allume de son côté. De l'autre côté du surfaguide, on a une colonne de plasma longue de 70 à 100 cm (longueur mesurée à partir du trou du surfaguide), avec une densité de l'ordre de 10^{12} cm^{-3}. On remarque qu'en gardant le réglage des c.c.1 et 2 constant, le fait d'augmenter la pression (entre 60 mT et 20 T) rend le couplage d'énergie meilleur : la Préf est plus petite, le plasma sortant du côté du c.c.2 est plus court et la longueur utile du plasma est plus grande.

b) Résultats expérimentaux

La courbe cos βz suivant z étant enregistrée sur table traçante, la mesure de la longueur d'onde λ permet de remonter à la valeur de la densité électronique n, en supposant que la courbe de phase établie dans le cas linéaire est toujours valable. Ce résultat est donné à la figure 4.9, pour deux puissances incidentes. La courbe théorique est toujours tracée en choisissant la valeur de ν telle qu'elle passe le mieux entre les points expérimentaux. La fréquence de collision trouvée est bien du même ordre de grandeur que celle calculée de la façon indiquée au paragraphe précédent [33]. On voit que la concordance théorie-expérience est très bonne, l'écart entre les deux est inférieur à 10 %. Vers les grandes densités n l'erreur faite expérimentalement est plus grande car on est dans la partie où la courbe $\lambda = f(n)$ est verticale. Le fait le plus marquant est qu'à deux puissances incidentes complètement différentes, on obtient exactement le même profil longitudinal d'électrons. Cela prouve bien que la Pinc ne joue pas de rôle sur ce profil, elle détermine seulement la valeur de la densité initiale.

L'hypothèse simple (éq.(1.3)) : Pabs = θN où θ = constante est ainsi justifiée expérimentalement.

D'autre part, comme l'indique la théorie, la fin de la colonne est bien marquée. La densité y est proche de la densité critique et est donc aussi indépendante de la Pinc. C'est pourquoi, on représentera toujours par la suite les résultats expérimentaux en prenant comme origine de z la fin de la colonne. A partir de là, plus la Pinc est grande, plus le plasma "remontera" sur la pente de la décroissance de n jusqu'à une densité plus grande, et on aura une colonne de plasma plus longue.

La pente de la décroissance de n ne dépend que des dimensions du tube plasma et de la valeur de la pression. Lorsqu'on augmente la pression, ν va augmenter et comme prévu, la pente de la courbe $n = f(z)$ est plus raide. D'autres résultats obtenus dans un domaine de pressions plus large (60 mT à 20 T), avec d'autres gaz, dans des tubes de dimensions variées, à plusieurs fréquences d'excitation différentes sont aussi obtenus [33]. Ils tendent tous à confirmer le modèle exposé dans des conditions expérimentales variées. Une étude de $\theta = \frac{P_{abs}}{N}$ y est aussi faite en fonction de différents paramètres, ce qui nous donne une idée sur le taux de transfert d'énergie à la décharge.

On peut donc conclure qu'en partant du fait que les caractéristiques de la propagation d'onde de surface dans le cas linéaire sont toujours bonnes dans le cas de propagation dans un plasma créé par l'onde elle-même, on a pu obtenir des résultats cohérents avec le modèle longitudinal élaboré au chapitre I, car les valeurs de ν trouvées correspondent bien à celles calculées. Toutefois, pour bien s'assurer que cette description linéaire de la propagation est valable dans le cas de "décharge par onde progressive" qui est a priori non linéaire, il faut encore étudier la propagation de l'énergie le long de la décharge.

4.3.3. PUISSANCE SUIVANT z

Pour cela, voyons si la décroissance longitudinale de l'énergie correspond bien à celle donnée par notre modèle. L'antenne de la ligne de mesure est enfoncée de 5 mm dans la fente,

FIGURE 4.9 - Profil longitudinal de la densité électronique

a = 4,5 mm pression = 300 mT

b = 6 mm paramètre : Pinc

d = 20 mm

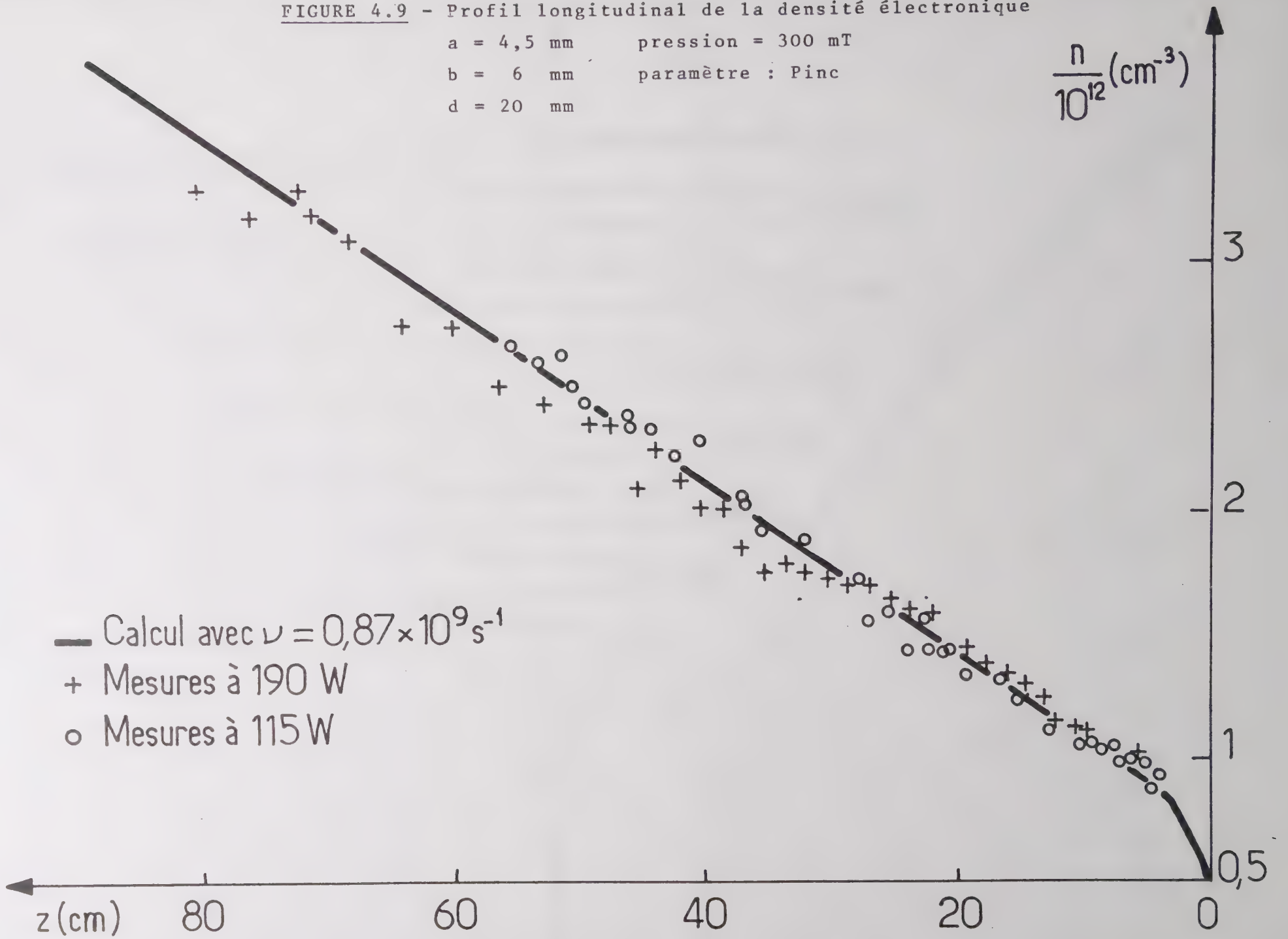


FIGURE 4.10.a) - Puissance microonde suivant z

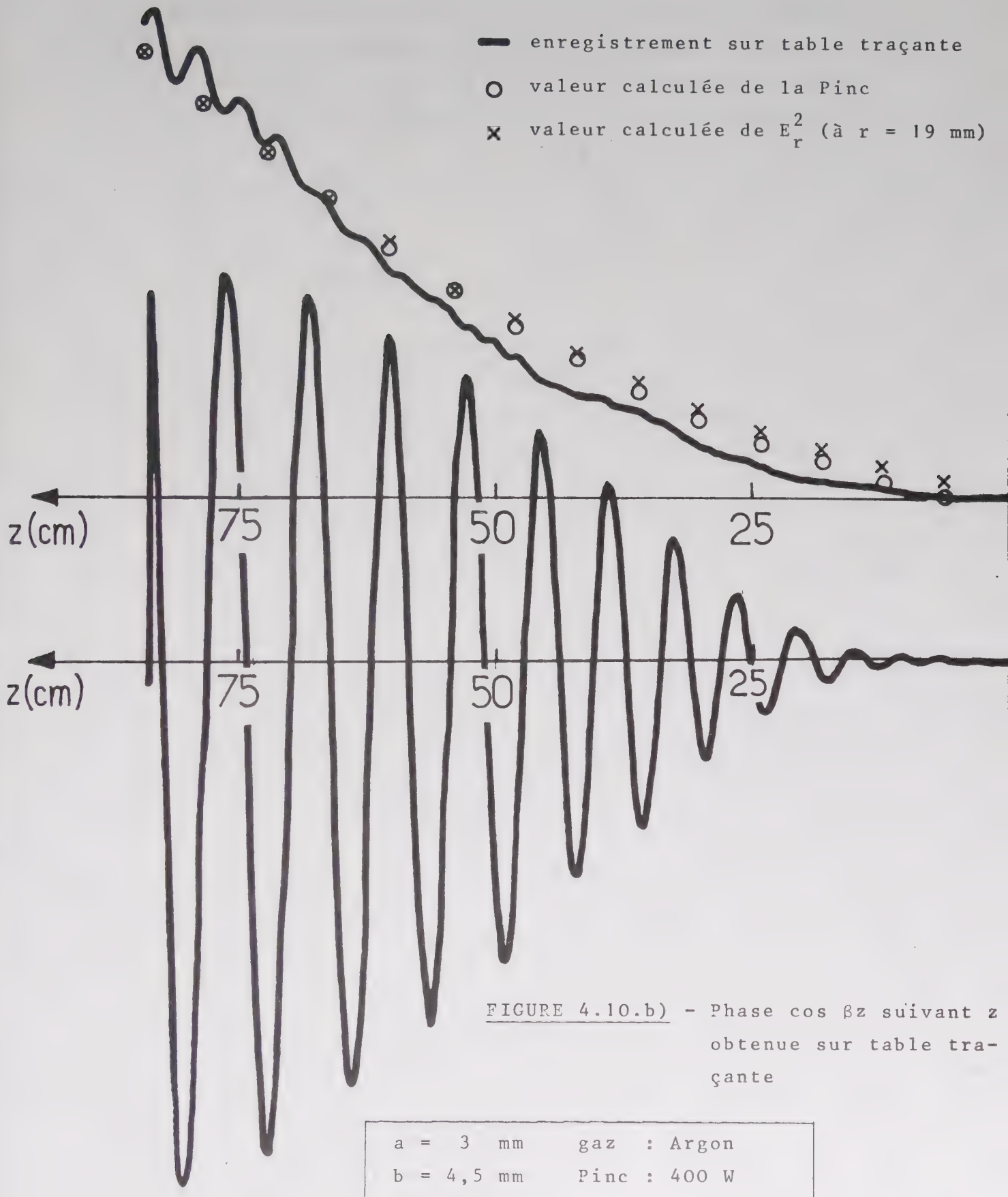


FIGURE 4.10.b) - Phase cos βz suivant z obtenue sur table traçante

a = 3 mm	gaz : Argon
b = 4,5 mm	Pinc : 400 W
d = 20 mm	$P_{réf}$: 30 W
ε_v = 4	Pression : 200 mT

on la relie au milliwattmètre, à la sortie duquel on branche la table traçante. Le résultat est donné à la figure 4.10.a où la fin de la colonne de plasma a été pris comme origine des z. Cet enregistrement est fait dans les conditions suivantes :

gaz	: argon	a	= 3 mm
Pinc	: 200 W	b	= 4,5 mm
Préf	: 15 W	d	= 20 mm
Pression	: 200 mT	ε_v	= 4

On observe toujours des ondulations en début de colonne dues à l'interaction de l'onde directe venant du trou du surfaguide avec l'antenne. Comme prévu, la puissance est complètement absorbée à la fin de la colonne où la densité est proche de la densité critique. Remarquons que cette courbe ne donne pas de valeur absolue de l'énergie mais seulement sa variation relative. Pour pouvoir la comparer avec notre modèle, il est nécessaire de savoir, pour chaque z, à quelle densité on est, pour savoir les coordonnées de la courbe de phase à cet endroit. Aussi, on a enregistré en même temps la phase de l'onde suivant z (fig. 4.10.b). Par la méthode indiquée précédemment, on en déduit le profil de densité d'électrons suivant z en choisissant la fréquence de collision ν qui convient le mieux pour superposer la courbe théorique aux points expérimentaux (fig. 4.11). Notons que cette valeur de ν, correspond bien à la valeur calculée [33] pour la pression 200 mT.

A z donné, n étant connu, on connaît toutes les valeurs théoriques de champ, d'énergie et de puissance (paragraphe 2.3.2). En normalisant ces valeurs à la même échelle que l'enregistrement de la figure 4.10.a, on va pouvoir les comparer aux résultats expérimentaux. Comme l'antenne ne prélève pas la puissance mais plus exactement le carré du champ à 15 mm du centre du plasma, on a aussi représenté les valeurs de E_r^2 (r = 15 mm). On voit que la décroissance de la Pinc et de E_r^2 sont quasiment la même et correspondent assez bien à la courbe enregistrée sur la table traçante. Le léger écart est dû à la difficulté de mesure en milieu inhomogène : la densité varie le long de la colonne, on décrit la

courbe de phase, donc les distributions du champ électromagnétique changent, or l'antenne mesure toujours à une distance r donnée.

On peut quand même dire que les caractéristiques de la propagation ont été vérifiées expérimentalement. En effet, c'est plutôt la valeur de l'atténuation de la puissance 2α suivant z qui décrit la propagation de l'énergie. Or 2α s'obtient en prenant le logarithme de la pente de la courbe (voir 4.1.3) de la figure 4.10.a, ce qui réduit complètement l'écart noté précédemment entre théorie et expérience.

On peut donc conclure que le modèle linéaire de la propagation suffit pour décrire la propagation de l'onde dans une décharge excitée par l'onde elle-même.

4.4. CONCLUSION

L'étude expérimentale a permis d'une part de vérifier la propagation de l'onde de surface le long d'une colonne de plasma inhomogène longitudinalement : on a montré la présence d'une densité de coupure et on a trouvé que la courbe $\alpha = f(n)$ mesurée est proche de celle calculée au chapitre précédent.

D'autre part le modèle théorique simple d'une décharge créée par une onde de surface est bien vérifié par nos mesures : l'évolution des caractéristiques du plasma dépendent essentiellement de la relation

$$\alpha = f(n).$$

De plus, en raison du bon accord entre théorie et expérience, l'hypothèse θ indépendant de la Pinc semble être correcte : ceci est sans doute dû au fait que le champ électrique dans le plasma ne varie que très peu.

o o
o

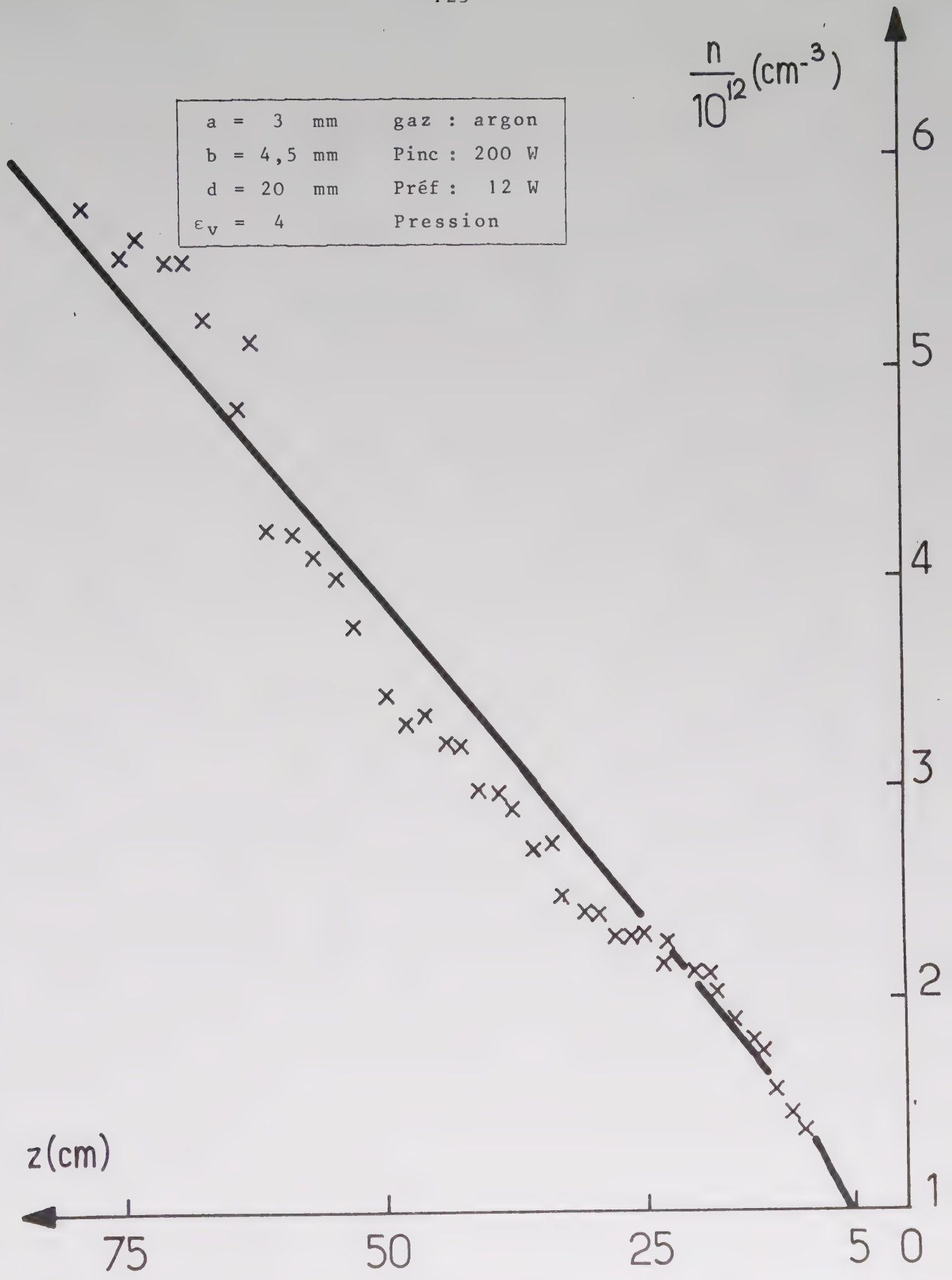


FIGURE 4.11 - Densité électronique suivant z

— calcul

✗ mesure

CONCLUSION

Nous avons pu ainsi établir et vérifier un modèle simple décrivant une décharge créée par onde progressive. Malgré une hypothèse linéaire concernant le transfert d'énergie au plasma, on obtient des résultats qui rendent bien compte de la réalité expérimentale dans le cas d'onde à symétrie azimutale. Cela est dû au fait que la composante de champ dominante dans le plasma (E_z) est constante pratiquement tout le long de la colonne. La propagation de l'onde électromagnétique dans un plasma excité par l'onde elle-même peut aussi être caractérisée par une théorie de propagation linéaire, ce qui fait que décrire la colonne de plasma revient à parcourir la courbe de phase de l'onde dans le sens des densités décroissantes. Le profil longitudinal de la densité électronique dépend uniquement de la courbe $\alpha = f(n)$ qui vient de la courbe de phase, c'est-à-dire qu'il dépend des conditions géométriques de la décharge, de la pression du gaz et de la fréquence de l'onde. La puissance microonde ne joue de rôle que sur la densité d'électrons en début de colonne. Dans le cas du mode m = 0, on sait que :

- dans la plupart des cas pratiques à basse pression, la décroissance longitidunale des électrons est quasiment linéaire.

- lorsqu'on diminue le rayon a du tube plasma, ou lorsqu'on augmente la pression du gaz, α augmente et la pente de la décroissance de la densité n est plus grande, ce qui fait qu'on a une colonne de plasma plus courte, en gardant tous les autres paramètres constants.

- lorsqu'on augmente la fréquence de l'onde, l'atténuation augmente et la densité de coupure est plus grande. On a alors un plasma de densité électronique plus grande et de longueur plus petite.

Il reste à étendre le champ d'application de ce modèle longitudinal aux autres modes de propagation. Il serait toujours valable du moment que le champ électromagnétique dans le plasma ne varie pas trop sensiblement pour que les processus d'ionisation ne dépendent pratiquement que de la puissance microonde. Dans ce cas, toutes les caractéristiques de la décharge ne dépendent plus que de la courbe $\alpha = f(n)$ de l'onde.

On dispose maintenant de moyens de diagnostic corrects pour ces colonnes de plasma excitées par onde progressive dans le cas faiblement collisionnel. Il faudrait encore tester d'autres méthodes de mesure dans le cas fortement collisionnel, lorsque la pression du gaz est plus grande ou la fréquence de l'onde plus petite ($\nu > \omega$). Dans ce cas, la théorie de propagation en milieu collisionnel prévoit une quasi-indépendance de la longueur d'onde λ et de la densité n. En principe, pour mesurer n, il faudrait alors mesurer l'atténuation α de l'onde.

En conclusion, on peut dire que ce type de décharge est d'un grand intérêt pratique par sa stabilité et sa répétitivité. Le modèle établi et l'étude paramétrée que nous en avons faite nous indiquent dans quelles conditions il faut se placer pour obtenir le plasma ayant les caractéristiques convenant le mieux à notre utilisation.

o o
o

REFERENCES

[1] A.D.Mac DONALD, "Microwave breakdown in gases", Willy (1966)

[2] A.D.Mac DONALD and S.J.TETENBAUM, "Gaseous electronics", Academic Press (1978) - Vol. I, p. 173

[3] E.BLOYET, PH.LEPRINCE, H.MILLEON, Journal de Physique, tome 34, Février-Mars (1973) 185

[4] PH.LEPRINCE, G.MATTHIEUSSENTet W.P.ALLIS, J.Appl.Phys. 42 (1971) 412

[5] R.M.FREDERICKS et J.ASMUSSEN, J.Appl.Phys. 42 (1971) 3647

[6] A.J.HATCH et L.E.HEUEKROTH, J.Appl.Phys. 41 (1970) 1701

[7] M.MOISAN, L.P.130, Lab.Phys.Plasmas Orsay (1971)

[8] PH.LEPRINCE, Plasma Physics, mai 1972

[9] M.MOISAN, Thèse Doctorat d'Etat, 9 octobre 1971, Orsay

[10] W.P.ALLIS, SOLOMON J.BUCHSBAUM, A.BERS, "Waves in anisotropic plasmas", M.I.T.Press Inc. (1967)

[11] PH.LEPRINCE, Thèse de Docteur ès Sciences Physique, Université Paris-Sud - Centre d'Orsay (1966)

[12] P.J.B.CLARRICOATS, A.D.OLVER, J.S.L.WONG, Proc.IEE, Vol. 113, n° 5, May 1966

[13] A.W.TRIVELPIECE, "Slow wave propagation in Plasma waveguide", San Francisco Press Inc. (1967)

[14] D.T.TUMA, Rev.Sci.Instrum. 41 (1970) 1519

[15] B.KAMPMANN, Z.Naturforsch 34a (1979) 423

[16] M.AUBERT et PH.LEPRINCE, Phys.Lett. 33A (1970) 17

[17] V.M.M.CLAUDE, M.MOISAN and R.PANTEL ; PH.LEPRINCE and J.MAREC J.Appl.Phys., Vol. 51, n° 11 (1980) 5693

[18] M.MOISAN, C.BEAUDRY and PH.LEPRINCE, IEEE Transactions on Plasma Sciences, Vol. PS-3, n° 2, p. 55, june 1975

[19] M.MOISAN, C.BEAUDRY, L.BERTRAND, E.BLOYET, J.M.GAGNE, PH. LEPRINCE, J.MAREC, G.MITCHEL, A.RICARD, Z.ZAKRZEWSKI, IEE Conference Publication n° 143, p. 382-385, sept. 1976

[20] E.BLOYET, PH.LEPRINCE, J.MAREC et M.MOISAN, Rev. de Phys. Appl., Tome 12, p. 1719, oct. 1977

[21] B.KAMPMANN, Z.Naturforsch 34a (1979) 414-422

[22] N.W.Mc LACHLAN, "Bessel functions for engineers", Oxford University Press (1961)

[23] D.QUEMADA, "Ondes dans les plasmas", Hermann Paris (1968)

[24] M.MOISAN, R.PANTEL, A.RICARD, V.M.M.CLAUDE, PH.LEPRINCE et W.P.ALLIS, Rev.Phys.Appl. 15 (1980) 1383-1397

[25] P.K.CIBIN, Journal de Physique, Colloque C7 de Grenoble, supplément au n° 7, tome 40, p. C7-599, juillet 1969

[26] "Table of the Bessel functions $J_o(z)$ and $J_1(z)$ for complex arguments", National Bureau of Standards, Columbia University Press (1947)

[27] J.A.STRATTON, "Théorie de l'électromagnétisme", Dunod Paris (1961)

[28] Z.ZAKRZEWSKI, M.MOISAN, V.M.M.CLAUDE, C.BEAUDRY and PH. LEPRINCE, Plasma Physics, Vol. 19, pp. 77 to 83, Pergamon Press (1977)

[29] M.A.HEALD, C.B.WHARTON, "Plasma Diagnostics with microwaves", John Wiley § Sons Inc. (1965)

[30] A.W.TRIVELPIECE and R.W.GOULD, J.Appl.Phys. 30 (1959) 1784

[31] R.N.CARLILE, J.Appl.Phys. 35 (1964) 1384

[32] D.B.ILIC and B.A.ANICIN, Int.J.Electronics 28 (1970) 41

[33] M.CHAKER, Thèse de Doctorat de 3^{e} cycle, Université de Paris VI. Mai 1981

[34] G.RAOULT, "Les ondes centimétriques", Masson § Cie (1958).

o o
o